

**Dreidimensionale Dimensionierung  
der Mischung unterschiedlich  
zugeführter Gasströme  
in isothermen und adiabaten  
Schütttschichtsystemen**

Doktorarbeit  
zur  
Erlangung des Grades  
Doktor-Ingenieur  
der  
Fakultät für Maschinenbau  
an der Ruhr-Universität Bochum

von  
**Jochen Pütter**  
Werdohl (Westf.)

Bochum 1989





Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41546602\\_0013](https://archive.org/details/IA41546602_0013)



**Dreidimensionale Dimensionierung  
der Mischung unterschiedlich  
zugeführter Gasströme  
in isothermen und adiabaten  
Schütttschichtsystemen**

Doktorarbeit  
zur  
Erlangung des Grades  
Doktor-Ingenieur  
der  
Fakultät für Maschinenbau  
an der Ruhr-Universität Bochum

von  
**Jochen Pütter**  
Werdohl (Westf.)

Bochum 1989

Doktorarbeit eingereicht am: 4. Januar 1989

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Februar 1989

Referent: Prof. Dr.-Ing. H. Kremer

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. H. Unger

**Meiner Mutter**  
**in Dankbarkeit gewidmet**



## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Energieanlagentechnik der Ruhr-Universität Bochum.

Besonderen Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Kremer, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und sie durch viele wertvolle Hinweise und sein Interesse gefördert hat.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Unger möchte ich für die Übernahme des Korreferats und für die Vermittlung des Computerprogramms NAKOGAS danken.

Danken möchte ich vor allem meiner Frau für ihre Schreibhilfe und ihre Geduld.

Mein Dank gilt auch allen Mitarbeitern und Kollegen für ihre Anregungen und Ratschläge. Erwähnt seien hier insbesondere Herr D. Klee für die technische Hilfe und Herr W. Joswig für die sorgfältige Erstellung der Zeichnungen.



## Inhaltsverzeichnis

|                                                                                              |      |
|----------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| Formelzeichen                                                                                | V    |
| Kennzahlen                                                                                   | VIII |
| <br>                                                                                         |      |
| 1. <u>Einleitung</u>                                                                         | 1    |
| <br>                                                                                         |      |
| 2. <u>Problemstellung und Zielsetzung</u>                                                    | 2    |
| <br>                                                                                         |      |
| 3. <u>Literaturübersicht</u>                                                                 | 5    |
| <br>                                                                                         |      |
| 3.1 Schüttungscharakteristika                                                                | 5    |
| 3.2 Impulstransport in Schüttungen                                                           | 6    |
| 3.2.1 Druckverlustbeziehungen                                                                | 6    |
| 3.2.2 Strömungsfelder                                                                        | 8    |
| 3.3 Stoff- und Wärmetransport                                                                | 10   |
| 3.3.1 Effektive Stofftransportgrößen                                                         | 10   |
| 3.3.2 Effektive Wärmetransportgrößen                                                         | 11   |
| 3.4 Vermischungsvorgänge in Schüttungen                                                      | 12   |
| 3.4.1 Experimentelle Arbeiten                                                                | 12   |
| 3.4.2 Mathematische Modellierung                                                             | 14   |
| <br>                                                                                         |      |
| 4. <u>Impuls-, Stoff- und Wärmeaustausch in komplex durchströmten Schütttschichtsystemen</u> |      |
| <br>                                                                                         |      |
| 4.1 Allgemeine Betrachtungen                                                                 | 15   |
| 4.2 Kennzeichnende Größen der Schüttung                                                      | 16   |
| 4.3 Impulsaustausch in gasdurchströmten Schüttungen                                          | 23   |
| 4.3.1 Einfluß der Schüttungsgeometrie                                                        | 25   |
| 4.3.2 Einfluß der Anströmgeometrie                                                           | 27   |

|         |                                                                                                                                   |    |
|---------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.4     | Stofftransport in gasdurchströmten Schüttungen                                                                                    | 30 |
| 4.5     | Wärmeaustausch in gasdurchströmten Schüttungen                                                                                    | 36 |
| 4.5.1   | Wärmedispersion                                                                                                                   | 38 |
| 4.5.1.1 | Effektive Wärmeleitfähigkeit der nicht durchströmten Schüttung                                                                    | 39 |
| 4.5.1.2 | Effektive Wärmeleitfähigkeit der durchströmten Schüttung                                                                          | 48 |
| 4.5.2   | Wärmeübergang Fluid/Partikel                                                                                                      | 54 |
| 5.      | <u>Beschreibung der Versuchsanlagen</u>                                                                                           | 61 |
| 5.1     | Aufbau des Festbettreaktors                                                                                                       | 61 |
| 5.1.1   | Axial/peripher angeströmtes Haufwerk mit Temperaturbeaufschlagung des peripheren Fluidstroms (Modellvariante I)                   | 61 |
| 5.1.2   | Koaxial angeströmtes Haufwerk mit Temperaturbeaufschlagung des zentralen Fluidstroms (Modellvariante II)                          | 65 |
| 5.1.3   | Koaxial angeströmtes Haufwerk mit einem in die Schüttung eingebetteten Heizkörper (Modellvariante III)                            | 68 |
| 5.1.4   | Koaxial angeströmtes Haufwerk mit zentralem CH <sub>4</sub> -Brenner (Modellvariante IV)                                          | 68 |
| 5.2     | Nebeneinrichtungen                                                                                                                | 70 |
| 6.      | <u>Versuchsdurchführung und Meßergebnisse</u>                                                                                     | 75 |
| 6.1     | Vorversuche                                                                                                                       | 75 |
| 6.2     | Bestimmung charakteristischer Größen der Schüttung                                                                                | 77 |
| 6.2.1   | Effektiver Partikeldurchmesser $d_p$ und mittlere Partikeldichte                                                                  | 77 |
| 6.2.2   | Mittlerer Lückengrad $\epsilon$ der Schüttung                                                                                     | 79 |
| 6.3     | Meßtechnische Erfassung der Konzentrations- und Temperaturvermischungsfelder und des Druckverlusts in regellosen Kugelschüttungen | 82 |
| 6.3.1   | Versuchsdurchführung                                                                                                              | 82 |
| 6.4     | Darstellung des Druckverlusts in komplex durchströmten Schüttungen bei koaxialer Anströmung                                       | 85 |

|         |                                                                                                            |     |
|---------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 6.5     | Darstellung der komplexen Vermischungsfelder unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Einflußparameter | 89  |
| 6.5.1   | Axial/peripher angeströmtes Festbett (Modellvariante I)                                                    | 91  |
| 6.5.1.1 | Einfluß des Partikeldurchmessers $d_p$                                                                     | 92  |
| 6.5.1.2 | Einfluß der Schüttungshöhe $H_S$                                                                           | 94  |
| 6.5.1.3 | Einfluß des Massenstromdichteverhältnisses $\dot{m}_p/\dot{m}_Z$                                           | 96  |
| 6.5.1.4 | Einfluß der Stoffwerte: Temperaturbeaufschlagung des peripheren Gasstroms                                  | 98  |
| 6.5.2   | Koaxial angeströmtes Festbett (Modellvariante II)                                                          | 100 |
| 6.5.2.1 | Einfluß des Partikeldurchmessers $d_p$                                                                     | 101 |
| 6.5.2.2 | Einfluß der Schüttungshöhe $H_S$                                                                           | 101 |
| 6.5.2.3 | Einfluß des Massenstromdichteverhältnisses $\dot{m}_i/\dot{m}_a$                                           | 104 |
| 6.5.2.4 | Einfluß der Stoffwerte: Temperaturbeaufschlagung des inneren Gasstroms                                     | 106 |
| 6.5.2.5 | Einfluß des Meßverfahrens (oberhalb und innerhalb der Schüttung)                                           | 108 |
| 6.5.3   | Koaxial angeströmtes Festbett mit eingebautem Heizkörper (Modellvariante III)                              | 108 |
| 6.5.4   | Axial angeströmtes Festbett mit zentralem $CH_4$ -Brenner (Modellvariante IV)                              | 109 |
| 6.5.4.1 | Temperaturvermischungsfeld (Vormischflamme)                                                                | 112 |
| 6.5.4.2 | Konzentrationsvermischungsfeld (Diffusionsflamme)                                                          | 116 |
| 6.5.5   | Ergebnisse der Parameterstudie                                                                             | 117 |
| 6.5.6   | Charakteristische Vermischungspunkte einer komplex angeströmten Schüttung                                  | 119 |

## 7. Mathematische Modellierung der Austauschvorgänge in komplex durchströmten Schüttungen 121

|     |                                                                                                          |     |
|-----|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 7.1 | Berechnung der dreidimensionalen Strömungsverteilung anhand eines großtechnisch betriebenen Schachtofens | 123 |
|-----|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|



|         |                                                                                                                              |     |
|---------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 7.1.1   | Die Differentialgleichung der dreidimensionalen Druck- und Geschwindigkeitsverteilung                                        | 125 |
| 7.1.2   | Numerische Lösung des dreidimensionalen Druckfeldes für komplex durchströmte Schüttvolumen                                   | 127 |
| 7.1.3   | Übertragbarkeit des zu untersuchenden Sinterschachtofens auf die Programmstruktur GIF                                        | 129 |
| 7.1.4   | Eigenschaften und kennzeichnende Betriebsgrößen von Schachtofen und Schüttung                                                | 130 |
| 7.1.4.1 | Geometrie des Schachtofens                                                                                                   | 130 |
| 7.1.4.2 | Berechnung der Schüttungseigenschaften                                                                                       | 131 |
| 7.1.5   | Berechnung der eingebrachten Volumen- bzw. Massenströme                                                                      | 133 |
| 7.1.6   | Simulation der im Schachtofen ablaufenden strömungsphysikalischen Vorgänge                                                   | 133 |
| 7.2     | Modellierung des Temperaturvermischungsfeldes und der zugehörigen Strömungsverteilung in einem koaxial angeströmten Festbett | 139 |
| 7.2.1   | Physikalisches Modell der Kugelschüttung                                                                                     | 140 |
| 7.2.1.1 | Impulstransport                                                                                                              | 141 |
| 7.2.1.2 | Wärmetransport in der Gasphase                                                                                               | 141 |
| 7.2.1.3 | Wärmetransport in der festen Phase                                                                                           | 142 |
| 7.2.2   | Empirische Korrelationen für das NAKOGAS-Programm                                                                            | 143 |
| 7.2.3   | Numerisches Lösungsverfahren                                                                                                 | 143 |
| 7.2.4   | Übertragung des NAKOGAS-Programms auf das koaxial angeströmte Festbett                                                       | 144 |
| 7.2.5   | Ergebnisse der mathematischen Modellierung und Vergleich mit Meßdaten                                                        | 146 |
| 8.      | <u>Zusammenfassung</u>                                                                                                       | 154 |
| 9.      | <u>Literaturverzeichnis</u>                                                                                                  | 157 |

## Formelzeichen

|                 |            |                                                  |
|-----------------|------------|--------------------------------------------------|
| A, B, C, D      |            | Brennerebenen                                    |
| A, B            |            | Koeffizienten in Gl. (4-51)                      |
| $a_t$           | $m^2/s$    | Temperaturleitfähigkeit                          |
| a, b            |            | allg. Koeffizienten in Gl. (4-2)                 |
| $a_1, a_2$      |            | Koeffizienten in Gl. (6-2)                       |
| $A_K$           |            | Koeffizient in Gl. (4-35)                        |
| $A_p$           | $m^2$      | Querschnittsfläche der peripheren<br>Einspeisung |
| $A_p$           | $m^2$      | Oberfläche der Partikel                          |
| $A_R$           | $m^2$      | Querschnittsfläche der Schüttung                 |
| B               |            | Koeffizient in Gl. (4-3)                         |
| B               |            | Koeffizient in Gl. (4-43)                        |
| $b_m^*$         |            | Mischzonenbreite (axial/peripher)                |
| $b_m^{**}$      |            | Mischzonenbreite (koaxial)                       |
| c               | vpm        | Konzentration                                    |
| $c_0$           | vpm        | Eintrittskonzentration                           |
| C               |            | empirischer Faktor nach Gl. (4-50)               |
| $C_1, C_2, C_3$ |            | Koeffizienten in Gl. (4-36)                      |
| $c_j$           |            | Konzentration einer Komponente                   |
| $c_p$           | J/kgK      | spezifische Wärmekapazität                       |
| $C_{st}$        | $W/m^2K^4$ | Strahlungskoeffizient des<br>schwarzen Körpers   |
| D               | $m^2/s$    | Diffusionskoeffizient                            |
| $d_{Br}$        | m          | Durchmesser des Brennerkopfs                     |
| $d_E$           | m          | Innendurchmesser der Stutzen                     |
| $D_{eff}$       | $m^2/s$    | effektiver Diffusionskoeffizient                 |
| $d_h$           | m          | hydraulischer Durchmesser                        |
| $d_i$           | m          | Durchmesser der inneren koaxialen<br>Zuströmung  |
| $d_k$           | m          | Korndurchmesser                                  |
| $d_p$           | m          | Partikeldurchmesser                              |
| $d_{p,eff}$     | m          | effektiver Partikeldurchmesser                   |
| $D_R$           | m          | Durchmesser der Schüttung                        |
| $D_r$           | $m^2/s$    | radialer Diffusionskoeffizient                   |
| $D_S$           | m          | Durchmesser des Sinterschachtofens               |
| $f_1, f_2$      |            | Koeffizienten in Gl. (4-63)                      |

|                      |           |                                                          |
|----------------------|-----------|----------------------------------------------------------|
| $f_1, f_2$           |           | Funktionen in Gl. (7-4)                                  |
| $f_A^*$              |           | Flächenverhältnis (axial/peripher)                       |
| $f_A^{**}$           |           | Flächenverhältnis (koaxial)                              |
| $\bar{F}_{\Delta P}$ |           | Korrekturfaktor zwischen ruhender und bewegter Schüttung |
| $g$                  | $m^2/s$   | Erdbeschleunigung                                        |
| $H$                  | $m$       | Höhe                                                     |
| $h_2$                |           | Konstante in Gl. (4-64)                                  |
| $h_1, h_2, h_3, h_4$ | $m$       | Brennerhöhen                                             |
| $H_S$                | $m$       | Schütthöhe                                               |
| $\Delta H$           | $m$       | Höhendifferenz                                           |
| $\Delta H_R$         | $J/mol$   | Reaktionsenthalpie                                       |
| $K$                  |           | Konstante in Gl. (4-62)                                  |
| $k_1$                |           | Konstante in Gl. (4-62)                                  |
| $KZ$                 |           | Koordinationszahl                                        |
| $L$                  | $m$       | Länge der Heizpatrone                                    |
| $\dot{m}$            | $kg/s$    | Massenstrom                                              |
| $\dot{m}_a$          | $kg/m^2s$ | Massenstromdichte des äußeren koaxialen Gasstroms        |
| $\dot{m}_i$          | $kg/m^2s$ | Massenstromdichte des inneren koaxialen Gasstroms        |
| $\dot{m}_p$          | $kg/m^2s$ | Massenstromdichte des peripheren Gasstroms               |
| $\dot{m}_z$          | $kg/m^2s$ | Massenstromdichte des axialen Gasstroms                  |
| $M$                  |           | Koeffizient in Gl. (4-43)                                |
| $M_P$                | $kg$      | Masse der Partikel                                       |
| $n$                  |           | Koeffizient in Gl. (4-21)                                |
| $N$                  |           | Koeffizient in Gl. (4-43)                                |
| $O_k$                | $m^2$     | Oberfläche einer Kugel                                   |
| $O_p$                | $m^2$     | Oberfläche der Partikel                                  |
| $p$                  | $bar$     | Druck                                                    |
| $\Delta p$           | $bar$     | Druckverlust                                             |
| $\Delta p_S$         | $bar$     | Druckverlust der Schüttung                               |
| $\Delta p_{st}$      | $mm\ WS$  | Druckverlust der Stutzen                                 |
| $\dot{q}_r$          | $J/m^3s$  | radialer Wärmestrom                                      |
| $\dot{q}_z$          | $J/m^3s$  | axialer Wärmestrom                                       |

|                             |                          |                                              |
|-----------------------------|--------------------------|----------------------------------------------|
| $r$                         | m                        | Radius                                       |
| $r$                         | $\text{mol/m}^3\text{s}$ | wahre Reaktionsgeschwindigkeit               |
| $t_0$                       | $^{\circ}\text{C}$       | Eintrittstemperatur                          |
| $T$                         | K                        | Temperatur                                   |
| $T_a$                       | K                        | Temperatur des äußeren coaxialen Gasstroms   |
| $T_{ad}$                    | K                        | adiabate Flammentemperatur                   |
| $T_F$                       | K                        | Fluidtemperatur                              |
| $T_i$                       | K                        | Temperatur des inneren coaxialen Gasstroms   |
| $T_p$                       | K                        | Temperatur des peripheren Gasstroms          |
| $T_z$                       | K                        | Temperatur des axialen Grundstroms           |
| $u$                         |                          | Verteilungsfunktion                          |
| $\vec{u}, \vec{v}, \vec{w}$ |                          | Geschwindigkeitsvektoren                     |
| $\dot{V}_a$                 | $\text{m}^3/\text{h}$    | Volumenstrom des äußeren coaxialen Gasstroms |
| $\dot{V}_i$                 | $\text{m}^3/\text{h}$    | Volumenstrom des inneren coaxialen Gasstroms |
| $V_K$                       | $\text{m}^3$             | Volumen einer Kugel                          |
| $V_L$                       | $\text{m}^3$             | Leerraumvolumen                              |
| $V_R$                       | $\text{m}^3$             | Volumen der gesamten Schüttung               |
| $V_P$                       | $\text{m}^3$             | Volumen der gesamten Partikel                |
| $w_m$                       | $\text{m/s}$             | Mittlere Geschwindigkeit im Leerrohr         |
| $w_{eff}$                   | $\text{m/s}$             | Zwischenkorngeschwindigkeit                  |
| $x, y, z$                   |                          | allg. Koordinaten                            |
| $z$                         | m                        | axiale Koordinate                            |
| $\alpha_{FP}$               | $\text{W/m}^2\text{K}$   | Wärmeübergangszahl Fluid/Partikel            |
| $\alpha_{st, F}$            |                          | Funktion in Gl. (4-36)                       |
| $\alpha_{st, p}$            |                          | Funktion in Gl. (4-36)                       |
| $\beta_{FP}$                | $\text{m/s}$             | Stoffübergangszahl Fluid/Partikel            |
| $\varepsilon$               |                          | Lückengrad                                   |
| $\varepsilon$               |                          | Emissionskoeffizient in Gl. (4-48)           |

|                                |                   |                                                |
|--------------------------------|-------------------|------------------------------------------------|
| $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ |                   | Koeffizienten in Gl. (4-39)                    |
| $\varepsilon_{Br}$             |                   | Lückengrad des Brenngitternetzes               |
| $\varepsilon_K$                |                   | Lückengrad in Gl. (7-13)                       |
| $\xi$                          |                   | Faktor in Gl. (4-56)                           |
| $\lambda'$                     |                   | Impulsleitfähigkeit                            |
| $\lambda_{eff}$                | W/mK              | effektive Wärmeleitfähigkeit                   |
| $\lambda_{eff,0}$              | W/mK              | effektive Ruhewärmeleitfähigkeit               |
| $\lambda_F$                    | W/mK              | Wärmeleitfähigkeit der gasförmigen Phase       |
| $\lambda_F^*$                  | W/mK              | Wärmeleitfähigkeit nach Gl. (4-42)             |
| $\lambda_{FP}$                 | W/mK              | Wärmeleitfähigkeit zwischen Fluid und Partikel |
| $\lambda_K$                    | W/mK              | Wärmeleitfähigkeit der festen Phase            |
| $\lambda_p$                    | W/mK              | Wärmeleitfähigkeit der Partikel                |
| $\lambda_R$                    | W/mK              | radiale Wärmeleitfähigkeit                     |
| $\lambda_z$                    | W/mK              | axiale Wärmeleitfähigkeit                      |
| $\ell$                         | m                 | Wandabstand                                    |
| $\ell$                         |                   | Breite der Randgängigkeitszone                 |
| $\ell$                         | kg/m <sup>3</sup> | Dichte                                         |
| $\ell_p$                       | kg/m <sup>3</sup> | Dichte der Partikel                            |
| $\vartheta$                    | °C                | Temperatur                                     |
| $\nu$                          | m <sup>2</sup> /s | kinematische Viskosität                        |
| $\nu_j$                        |                   | stöchiometrischer Koeffizient der Komponente j |
| $\sigma_1, \sigma_2$           |                   | Funktionen in Gl. (7-6)                        |
| $\phi_1, \phi_2$               |                   | Funktionen in Gl. (4-39)                       |
| $\varphi, \varphi'$            |                   | Widerstandsbeiwert                             |
| $\varphi$                      |                   | Flächenanteil                                  |
| $\varphi$                      | °                 | Winkel                                         |

### Kennzahlen

$$Bi_{st} = \frac{\alpha_{FP} \cdot d_p}{\lambda_{st}}$$

BIOT-Zahl

$$j_H = \frac{\alpha_{FP}}{w \cdot (\ell \cdot c_p)_F} \cdot \left( \frac{\eta_F \cdot c_p}{\lambda_F} \right)^{0.66} \quad \text{COLBURN-Faktor}$$

$$Nu = \frac{\alpha_{FP} \cdot d_p}{\lambda_F} \quad \text{NUSSELT-Zahl}$$

$$Pe_H = \frac{w \cdot (\ell \cdot c_p)_F \cdot d_p}{\lambda_F} \quad \text{PECLET-Zahl (Wärme)}$$

$$Pe' = \frac{w_{eff} \cdot d_p}{D_{eff}} \quad \text{PECLET-Zahl}$$

$$Pr = \frac{(\eta \cdot c_p)_F}{\lambda_F} \quad \text{PRANDT-Zahl}$$

$$Re = \frac{w \cdot D_R}{\nu_F} \quad \text{REYNOLDS-Zahl}$$

$$Re' = \frac{w \cdot d_p}{\nu_F} \cdot \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon)} \quad \text{REYNOLDS-Zahl (modifizierte)}$$

$$Sc = \frac{\nu_F}{D} \quad \text{SCHMIDT-Zahl}$$

### Indizes

|     |              |
|-----|--------------|
| a   | außen        |
| ad  | adiabat      |
| E   | Stutzen      |
| eff | effektiv     |
| ein | Eintritt     |
| F   | Fluid        |
| H   | Wärme (Heat) |
| i   | innen        |

|      |            |
|------|------------|
| i    | Laufzahl   |
| j    | Komponente |
| K    | Korn       |
| lam  | laminar    |
| M    | Masse      |
| min  | Minimum    |
| mol  | molar      |
| p    | peripher   |
| p    | Partikel   |
| r    | radial     |
| S    | Schüttung  |
| st   | Strahlung  |
| turb | turbulent  |
| z    | axial      |

## 1. Einleitung

In vielen Bereichen der Technik werden oft diskret dispersive Feststoffsysteme zur Bewältigung mannigfaltiger Aufgaben eingesetzt. Bei den zumeist als Füllkörpersäulen ausgelegten Schüttungen und Haufwerken stehen die homogenen und heterogenen Gasphasenreaktionen im Vordergrund, die fast immer mit energetischen Prozessen verbunden sind.

Schuttschicht- bzw. Festbettssysteme findet man in den verschiedensten verfahrenstechnischen Prozessen (z.B. Ab- und Desorption, katalytische Abluftreinigung [132]) integriert. Weitere Einsatzmöglichkeiten sind vor allem die Hoch- und Schachtofen der Hütten- und Grundstoffindustrie (z.B. Hochofenverfahren [68], Kalkherstellung [100], Midrex-Direktreduktionsverfahren [75], Homogenisierung von Schüttgütern [151]). Auf dem Gebiet der Hochtemperatur- und Energietechnik arbeiten die Füllkörpersäulen als thermische Festbett-speicher [15], Festbettvergaser [116] sowie als nukleare Hochtemperaturreaktoren [6]. Ferner zu erwähnen sind die Gebiete der Reservoirmechanik und Geohydrodynamik [76].

Grundsätzlich sind zur verfahrenstechnischen Auslegung derartiger Anlagenkonfigurationen genaue Kenntnisse der innerhalb der Schüttung ablaufenden Prozesse erwünscht. Wesentlich für die Dimensionierung eines Festbetts im technischen Maßstab sind die Vorausberechenbarkeit der entstehenden Temperatur- und Konzentrationsverteilungen sowie die damit verbundenen Wärme- und Massenflüsse. Im Vordergrund steht dabei die mathematische Modellierung des jeweiligen Prozesses auf der Grundlage der Gesetzmäßigkeiten des gekoppelten Impuls-, Stoff- und Wärmeaustauschs unter Einbeziehung möglicher Reaktionen und Phasenänderungen. Da trotz der in den letzten Jahren erzielten Fortschritte bei der numerischen Lösung mehrdimensionaler Differentialgleichungssysteme keine zusammenhängende Lösung möglich ist, müssen zumindest die Berechnungsansätze für die das System beschreibenden Transportmechanismen samt den effektiven Koeffizienten bekannt sein. Erst mit den Modellierungsergebnissen der verschiedenen Phänomene ist die Bewertung des Gesamtsystems denkbar.

## 2. Problemstellung und Zielsetzung

Die in der technischen Praxis eingesetzten Festbettssysteme werden abhängig von der Art der Fluidströmung unterschiedlich durchströmt. Neben den generell rein axial bzw. rein peripher beaufschlagten Schüttungen sind auch axial/peripher oder koaxial durchströmte Haufwerke denkbar.

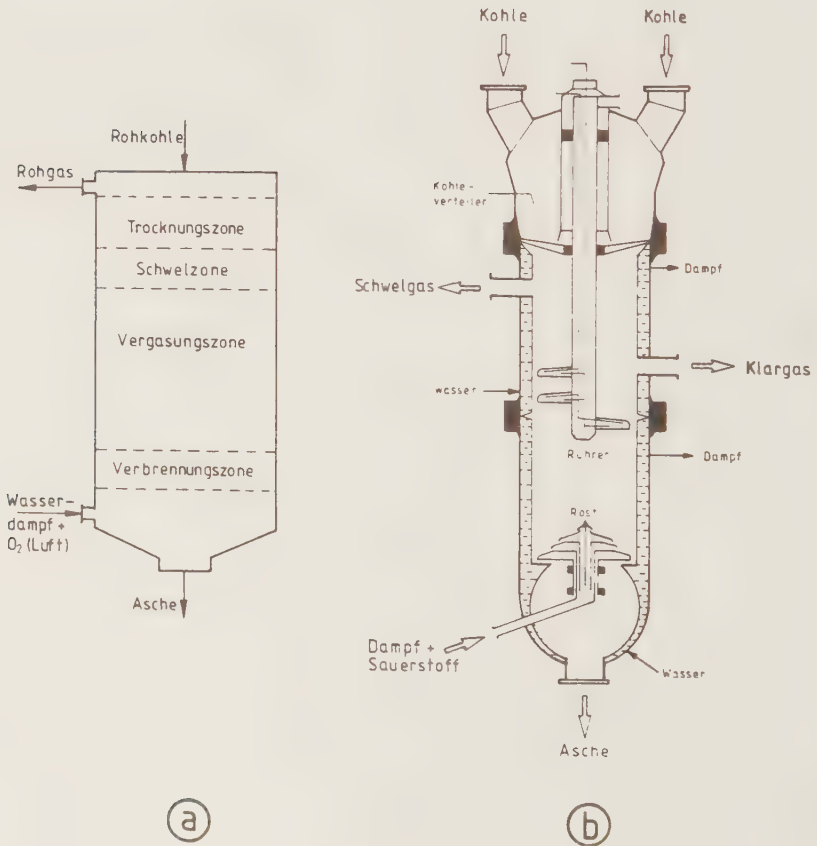


Abb. 2-1: LURGI-FESTBETTD RUCKVERGASER FÜR 30 BAR (a)  
UND 100 BAR (b)

Als Beispiel für zwei unterschiedliche Konzepte des gleichen Verfahrens sind in Abb. 2-1 der übliche Festbett-Druckvergaser und der neuentwickelte Hochdruckgaserzeuger "Ruhr 100" dargestellt [116].

Während der großtechnisch betriebene Anlagentyp (Bild a) nur bei 30 bar arbeitet, erreicht das im Pilotmaßstab konzipierte Modell (Bild b) Drücke bis 100 bar. Eine wichtige Weiterentwicklung stellt dabei u.a. die neukonstruierte Zuführung von Dampf und Sauerstoff dar. Statt einer Umlenkung von der radialen in die axiale Richtung treten die beiden Massenströme jetzt koaxial über einen speziellen Rost mit konzentrischen Ringspalten in den Vergaser ein. Dies führt zu einer vergleichsweise schnellen Homogenisierung in der Verbrennungszone, deren Auswirkungen auch in den oberen Abschnitten des Vergasers zu bemerken sind.

Aus den Erläuterungen zum Festbettvergaser wird deutlich, wie wichtig die Kenntnis über den genauen Verlauf des dreidimensionalen Vermischungsfeldes bei komplexer Anströmung ist. Ähnliche Probleme treten auch bei der axialen Durchströmung einer Schüttung mit eingebauten Hindernissen auf [18].

Zielsetzung dieser Arbeit ist es daher, das dreidimensionale Vermischungsfeld einer solchen Festbettschüttung zu untersuchen, um ausgehend von der Art der Anströmgeometrie Aussagen über Ausgleichsvorgänge im Innern des Haufwerks treffen zu können. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den experimentellen Untersuchungen. Die von RODENHÄUSER [113] konzipierte Versuchsanlage "Komplex durchströmtes Festbett" wird zunächst für eine hohe Temperaturbeaufschlagung der seitlichen Teilgasströme vorbereitet. Mit einer anschließenden Parametervariation sind dann die bisher bekannten Einflüsse unter Temperatur zu überprüfen (isotherm und adiabat).

Für die Berücksichtigung einer anders ausgebildeten Durchströmung wird die bestehende Anlage durch einen neuartig entwickelten Anströmboden erweitert. Die Temperaturbeaufschlagung erfolgt diesmal auf den inneren zentrischen Gas-

strom über einen elektrischen Lufterhitzer ( $T < 723 \text{ K}$ ) (isotherm und adiabat). Ebenfalls variiert wird die Art der Meßwerterfassung (innerhalb und oberhalb der Schüttung).

Entsprechend der bisherigen Messungen sollen wiederum umfangreiche Variationen der Einflußgrößen (Höhen- zu Durchmesserungsverhältnis, Gasaufteilung, Füllkörpergröße und Stoffwerte) erfolgen.

Als abschließende meßtechnische Untersuchungen werden die gewonnenen Erkenntnisse auch bei extrem hohen Temperaturen ( $T > 1000\text{K}$ ) an einer koaxial beaufschlagten Stahlkugelschüttung überprüft. Ein  $\text{CH}_4$ -Brenner liefert den notwendigen zentrischen Gasstrom.

Der theoretische Teil der Arbeit umfaßt zum einen die numerische Strömungsberechnung eines über drei Brennebenen beaufschlagten Schachtofens mit einer Modifikation des Programmsystems GIF; zum anderen wird das Problem des gekoppelten Impuls- und Wärmetransports mittels eines Zweiphasenmodells für das koaxial angeströmte Festbett mathematisch erfaßt und mit dem Programmodulsystem NAKOGAS gelöst. Die resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen sind mit den gemessenen Vermischungsfeldern zu vergleichen und zu bewerten.

### 3. Literaturübersicht

Die Strömungs- und Vermischungsvorgänge in technischen Festbetten und anderen Schütttschichtsystemen mit unterschiedlicher Anströmgeometrie haben aufgrund des Zusammenwirkens der einzelnen Teilgasströme sowie der Temperaturbeaufschlagung eines Gasstroms einen stark radial ausgeprägten Charakter. Die innerhalb der Schüttung ablaufenden Prozesse lassen sich in Bereiche mit verschiedenen, teils parallel auftretenden, thermo-physikalischen und strömungsmechanischen Inhalten unterteilen.

Die Zuströmung der verschiedenen Massenströme unterliegt den Mechanismen der reinen Durchströmung in Röhren. Die auf den freien Rohrquerschnitt bezogenen Gesetzmäßigkeiten gelten auch für den Konzentrations- und Temperatúrausgleich. Andere Zustände herrschen jedoch im Haufwerk selbst. Sowohl die Abweichungen in der Packungsstruktur zum Rand hin als auch die ungleich hohen Temperaturniveaus an den Phasengrenzflächen von Partikeln und Fluid bedingen eine vielschichtige Verkettenung der Transportmechanismen von Impuls-, Stoff- und Wärmeübergang. Trotz der teilweisen Koppelung werden die verschiedenen physikalischen Phänomene und Effekte in der Literaturübersicht getrennt behandelt.

#### 3.1 Schüttungscharakteristika

Die Strömung in diskret dispersiven Systemen wird sowohl von der Packungsstruktur als auch von der Form, Größe und Größenverteilung der Schüttgutpartikel beeinflusst. Grundlegende und umfassende Untersuchungen sowohl theoretischer als auch meßtechnischer Art wurden von BRAUER [24], GOTOH et al. [53, 54], MARIVOET [90] und GUPTE [59,60] durchgeführt. Sie untersuchten die Herstellung und den Aufbau von Haufwerken bei Einsatz unterschiedlicher Partikel. Zur Bestimmung des funktionalen Zusammenhangs wurde von vereinfachten Modellvorstellungen ausgegangen. Eine Ausnahme bildete GUPTE, der die phänomenologischen Aspekte dimensionsanalytisch erörterte.

Wichtigstes Kennzeichen einer Schüttung ist die Packungsstruktur. Mit der als Lückengrad (Porosität)  $\epsilon$  beschriebenen Größe beschäftigen sich zahlreiche Veröffentlichungen. In Abhängigkeit vom Verhältnis Partikeldurchmesser zu Schüttbettdurchmesser  $d_p/D_R$  ermittelte JESCHAR [66] eine einfache Beziehung für den im Mittel zu erwartenden Lückengrad. Einen ähnlichen Zusammenhang fand auch SONNTAG [127] bei zusätzlicher Berücksichtigung der beiden extremen Packungsdichten.

Der Einfluß der Schüttgutbegrenzung (Randgängigkeit) wurde u.a. von SCHUSTER und VORTMEYER [124] sowie BRAUER [24] und PILLAI [101] untersucht. In Abhängigkeit vom Wandabstand ergaben sich für verschiedene  $d_p/D_R$ -Verhältnisse ungleich breite Wirkzonen. Diese Abhängigkeiten faßte CHANDRASEKHARA [32] in Form einer Gleichung zusammen. Die genaue Dicke des Randgängigkeitsbereichs läßt sich mittels einer von SONNTAG [127] empirisch gefundenen Beziehung berechnen. Die aufgrund unterschiedlicher Form und Gestalt (Kugel, Zylinder, gebrochenes Gut etc.) oder infolge von Partikelgrößenverteilungen (Zwei- oder Mehrkornschüttung [61,66,103]) auftretenden zusätzlichen Beeinflussungen werden im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt. Entsprechend der gestellten Zielsetzung werden einschränkend nur Schüttungen mit kugelförmigen bzw. kugelförmähnlichen Partikeln gleichen Durchmessers betrachtet.

### 3.2 Impulstransport in Schüttungen

#### 3.2.1 Druckverlustbeziehungen

Die Stromungsvorgänge in Schüttungen lassen sich nicht ohne weiteres durch die Gesetzmäßigkeiten von Fluidströmungen in Rohren oder ähnlichen Querschnitten beschreiben. Der wesentliche Unterschied wird durch den Widerstand der Schüttung selbst infolge von Blockierung (Formwiderstand) und Oberflächenreibung hervorgerufen. Zusätzlich spielt die Komplexität der unterschiedlich in die Schüttung eingespeisten Gasströme

eine entscheidende Rolle in bezug auf die ablaufenden Ausgleichsvorgänge. Neben den rein axial bzw. peripher beaufschlagten Systemen ergeben sich besonders bei der Überlagerung beider Konfigurationen weiter zu berücksichtigende Widerstände.

Die große Bedeutung des Druckverlusts in Schüttungen bei der technischen Modellierung (z.B. Gebläsedimensionierung) läßt sich in der Literatur an der großen Anzahl der Veröffentlichungen auf diesem Gebiet erkennen. Der nach ERGUN [42] in einen laminaren und einen turbulenten Anteil zu unterteilen-  
de Druckverlust wird analog der freien Rohrströmung durch einen Widerstandsbeiwert erfaßt. BRAUER [23], ERGUN [42], JESCHAR [66], BARTHELS [11], SONNTAG [127] und ACHENBACH [2, 3] ermittelten fundamentale Beziehungen für unterschiedliche Reynolds-Bereiche. Gleichfalls variiert wurde in diesem Zusammenhang der Lückengrad  $\varepsilon$ . Ein Vergleich der empirischen Druckverlustbeziehungen zeigt, daß im laminaren Bereich die Gleichung von ERGUN, im turbulenten Bereich aber die nach ACHENBACH anzuwenden ist. Für den gesamten Bereich bietet sich der Ansatz von BRAUER an. Dies bestätigen auch Messungen von REICHELT [111], der den Einfluß der Schüttungsberandung auf den Druckverlust mit berücksichtigt, sowie Versuche von MOLERUS [96] für Strömungen bei kleinen  $Re'$ -Zahlen.

Schüttungen mit niedrigen Schütthöhen untersuchten WENZ und THODOS [150]. Die maximale axiale Ausdehnung betrug fünf Partikeldurchmesser. Im Hinblick auf einen technischen Einsatz im Hochofenverfahren untersuchte BREDEHOFT [26,27] den Schüttungsströmungswiderstand von berieselten und unberieselten Säulen. Derartig auftretende Schüttungszustände sowie Folgerungen für den praktischen Betrieb wurden ebenfalls von LUTHER et al.[89] und JESCHAR [68,71] behandelt.

Alle bisher angesprochenen Arbeiten zu Widerstandsgesetzen in gasdurchströmten Schüttungen beziehen sich auf rein axial durchströmte Haufwerke und unterteilen das Haufwerk in ein Bündel paralleler Rohre, deren Abmessungen dem hydraulischen Durchmesser entsprechen. Nach RODENHAUSER [113] hat zusätz-

lich aber auch die Art der Fluidzuführung und die daraus resultierende ungleichmäßige Beaufschlagung einen zusätzlichen Einfluß auf den Druckverlustbeiwert. Für rein peripher bzw. axial und peripher durchströmte Schüttungen entstehen infolge der inneren Umlenkung des radial zugeführten Fluids in die axiale Austrittsrichtung erhöhte Druckverluste. Ähnliche qualitative Aussagen von FEIND [44] sowie PONZI und KAYNE [104] bestätigen die steigenden  $\Psi'$ -Werte bei komplexen Strömungskonfigurationen.

Die in der Praxis nicht in jedem Verfahren zu realisierende Annahme einer vollständig ruhenden Partikelschicht bedingt, daß das langsam nach unten sackende Schüttmaterial eine ständige Veränderung der Lückenvolumengeometrie und der das Widerstandsgesetz beeinflussenden Kenngrößen zur Folge hat. Nach experimentellen Untersuchungen von EHLERT [39] sowie TELLER und WOELK [134] führt die ständige Bewegung der Partikel zu einer Erhöhung der Porosität und einer damit verbundenen Verringerung des Druckabfalls. Für die Unterschiede der gemessenen  $\Delta p$ -Werte wird eine von JESCHAR ermittelte Korrekturfunktion angegeben.

### 3.2.2 Strömungsfelder

Die Durchströmungsgeschwindigkeit eines Festbetts ist direkt mit dem örtlichen Widerstandsbeiwert gekoppelt. Für gleichmäßig beaufschlagte Schüttungen läßt sich aus den Messungen des Druckverlusts das vorliegende Geschwindigkeitsfeld berechnen. Eine direkte experimentelle Bestimmung der Massenstromverteilung ist in gasdurchströmten Schüttungen nur bedingt möglich, da es wegen der unterschiedlichen Umströmung der Partikel zu lokal sehr schwankenden Geschwindigkeiten mit hohem Turbulenzgrad kommt [78]. Durchgeführte Messungen [123,98,72,31] lieferten zwar einheitlich eine sehr starke Geschwindigkeitszunahme in Wandnähe (Randgängigkeit), die genaue radiale Position sowie die Höhe des Maximums differierten jedoch sehr stark. Nach Aussagen von VORTMEYER und

SCHUSTER [143] lassen sich diese Unterschiede auf das jeweils verwendete Meßverfahren zurückführen. Nach LEROU und FROMMENT [86] besitzt die Geschwindigkeitsverteilung oberhalb einer Schüttung keinen repräsentativen Charakter für die Strömung im Haufwerk. KREMER und RODENHÄUSER [78] weisen in diesem Zusammenhang auf die wegen der unterschiedlichen Umströmung des Schüttguts auftretenden, lokal stark schwankenden Geschwindigkeiten mit hohem Turbulenzgrad hin.

Auf dem Gebiet der modellmäßigen Beschreibung von Strömungen in Schüttungen lag der Schwerpunkt der Veröffentlichungen bei rein axial durchströmten Haufwerken [20,85,106-109,129,130,135]. Lediglich drei Autoren entwickelten mathematische Modelle, die der Zielsetzung dieser Arbeit entsprechen.

LÜTZKE [88] gelang als erstem mit Hilfe der Analogie zur Wärmeleitung die vollständige dreidimensionale Berechnung eines axial durchströmten Haufwerks mit peripherer Einspeisung. Eine Weiterentwicklung stellt das Modellsystem von RODENHÄUSER [113] dar. Aus der Ergun-Gleichung entwickelte er analog zum Wärme- und Stofftransport eine vom Druck abhängige Impulsleitfähigkeit  $\lambda'$ . Als Beispiel wurden Schüttungen mit axial/peripherer Fluidbeaufschlagung berechnet. Die Zahl der seitlichen Einspeisungen lag bei 1, 3 und 6. Für das verwendete Lösungsverfahren mußte  $\lambda'$  jedoch konstant gehalten werden. Der Modellansatz gilt deshalb nur im Bereich kleiner Geschwindigkeiten.

Auch BERNIGER und VORTMEYER [18] behandelten die gleichmäßige Durchströmung des Haufwerks. Sie berechnen eine zweidimensionale Strömung in Schüttungen mit eingebauten Hindernissen. Das Gleichungssystem begründet sich dabei auf den Reibungs- und Trägheitskräfte berücksichtigenden Ansatz von RADESTOCK und JESCHAR [107,108].

### 3.3 Stoff- und Wärmetransport

Stoff- und Wärmetransport in gasdurchströmten Festbetten besitzen den gleichen Bilanzgleichungstyp als fundamentale Beschreibungsmöglichkeit. Die beiden Vorgänge werden von den turbulenten Vermischungseffekten in den Hohlräumen zwischen den Partikeln und der Diffusion bestimmt. Zusätzlich sind beim Wärmetransport auch konduktive Mechanismen sowie Strahlungseinflüsse zu berücksichtigen (keine Phasengrenzfläche). Unter bestimmten Bedingungen ist es möglich, Erkenntnisse des Stoffübergangs direkt auf den Wärmeübergang zu übertragen oder umgekehrt. Diese auch als Analogie zwischen Stoff- und Wärmetransport bekannten Gesetzmäßigkeiten wurden in zahlreichen Veröffentlichungen [74,76,80] behandelt. Besonders hervorzuheben ist JESCHAR [69], der ausgehend von den grundlegenden Beziehungen, Abweichungen von der Analogie sowohl theoretisch als auch durch Experimente belegt erörtert.

#### 3.3.1 Effektive Stofftransportgrößen

Die durch Stofftransportmechanismen bestimmten Vorgänge innerhalb der Schüttung lassen sich durch eine effektive Diffusionskenngröße beschreiben [25,145]. Sie ist nach KULKARNI und DORAISWAMY [82] aus einem turbulenten und einem molekularen Anteil zusammengesetzt.

Aufgrund der radial stark ausgeprägten Profile in dem zu untersuchenden System wird vor allem die radiale Stoffausbreitung maßgebend sein [40,97]. Die zur Bestimmung dieses physikalischen Phänomens notwendigen Modell- und Berechnungsgrundlagen sind in den Arbeiten von SINCLAIR und POTTER [126], FAHIEN und SMITH [43], TANOKA und INOUE [133] sowie DE LIGNY [87] nachzulesen. Ausgangspunkt der Betrachtungen ist die Anwendung der Diffusionstheorie auf die Verteilung der von Punktquellen in Strömungsrichtung austretenden Spurensubstanzen [113]. Die so ermittelten Peclet-Zahlen nähern sich ab einer bestimmten  $Re'$ -Zahl einem konstanten

Wert, sind also strömungsunabhängig. Weitergehende Untersuchungen auf dem Gebiet des Stofftransports in gasdurchströmten Haufwerken unternahm RODENHÄUSER [113].

### 3.3.2 Effektive Wärmetransportgrößen

Wärmetransportvorgänge in gasdurchströmten Haufwerken werden im Gegensatz zum Stofftransport zusätzlich zur Konvektion auch von Leitungs- und Strahlungsmechanismen bestimmt [110]. Entsprechend sind die effektiven Koeffizienten in Größen der nicht durchströmten und der durchströmten Schüttung aufzuteilen.

Berechnungsgleichungen für die der Peclet-Zahl vergleichbaren Größe, die Nusselt-Zahl  $Nu$ , liefern u.a. BAKER [7], BALAKRISHAN und PEI [8-10] sowie GNIELINSKI [50,51]. Eine sehr umfangreiche Zusammenfassung aller wichtigen empirischen Beziehungen gelang BÜDICKER [29]. Er unterzog die verschiedenen Korrelationsgleichungen einer kritischen Bewertung hinsichtlich Vergleichbarkeit und Gültigkeitsbereich.

Im Bereich kleiner  $Re'$ -Zahlen liegen die experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten um Größenordnungen unter den theoretisch zu erwartenden Werten. Für diese als Festbettanomalie bezeichnete Diskrepanz gibt es sowohl physikalische (MARTIN [93,94]) als auch bilanzgebundene Interpretationsversuche (VORTMEYER und LE MONG [142], RIQUARTS [112] sowie WAKAO et al. [147]). Ähnliche Überlegungen gelten analog auch für den Stofftransport.

Neben dem Wärmeübergang Fluid/Partikel nehmen die Untersuchungen der effektiven und radialen Wärmeleitung in Festbetten in der Literatur sehr großen Raum ein. Grundlegende Betrachtungen stammen u.a. von YAGI et al. [153,154], KUNII und SMITH [83,84], KRUPICZKA [81], VORTMEYER [138] und BAUER [12,13]. Alle Autoren vernachlässigen aber die bei hohen Temperaturen vermehrt wirksamen Strahlungseinflüsse. Diesen

Nachteil behoben ZEHNER und SCHLÜNDER [157,158] durch ein Modell, das neben der thermischen Strahlung [137,138] auch alle anderen möglichen Einflußgrößen realistisch erfaßt [125].

Abschließend ist anzumerken, daß trotz sehr zahlreicher Untersuchungen und Korrelationsbeziehungen über die Stoff- und Wärmetransportmechanismen in Schütttschichtsystemen eine einheitliche Darstellung bisher nicht gelungen ist. Wesentliche Bewertungskriterien für die physikalische Qualität eines Modellparameters sind Meß- und Auswerteverfahren zur Ermittlung der Transportkoeffizienten (vgl. [29]). Die zugrunde gelegten Modellvorstellungen nahmen dabei in letzter Zeit an Komplexität erheblich zu. Insbesondere bei Wärmetransportkoeffizienten wird mit einer modellmäßigen Parameteranpassung gearbeitet [18,112].

### 3.4 Vermischungsvorgänge in Schüttungen

Die Gesetzmäßigkeiten der Vermischungsvorgänge von Impuls, Stoff und Wärme sind in den veröffentlichten Arbeiten kaum anzutreffen. Die Berechnungen beziehen sich meistens auf rein axial durchströmte Schüttungen. Erkenntnisse über die in komplex durchströmten Haufwerken ablaufenden Prozesse bleiben lückenhaft oder gelten nur für Sonderfälle.

#### 3.4.1 Experimentelle Arbeiten

Auf dem Gebiet der gasdurchströmten Festbetten beschäftigen sich nur wenige Veröffentlichungen mit der experimentellen Bestimmung der mehrdimensionalen Vermischungsvorgänge in komplex beaufschlagten Schüttungen. Die insgesamt sieben Arbeiten teilen sich auf in drei mit axial/peripherer Anströmung und vier mit koaxialer Fluidzuführung.

BRIEM [28] versucht, mit seiner Versuchsanlage das Eindringverhalten eines seitlichen Brenners in einen Schachtofen zu simulieren. Vereinfachend wird als "Brennstoff" mit  $\text{CO}_2$  angereicherte Luft verwendet. Damit bleibt ein isothermes Betriebsverhalten gewährleistet. Die gemessenen örtlichen Konzentrationsverteilungen geben erste Hinweise auf die Verlagerung des Vermischungsgebiets bei verschiedenen Verhältnissen "Grundstrom" zu "Brennerstrom". Ungünstig an dieser Konzeption sind aber die geringen seitlichen Gasströme sowie ihre nur begrenzten Variationsmöglichkeiten.

Diesen Nachteil vermieden LÜTZKE et al. [76,88] durch Einsatz zweier Drehkolbengebläse. In einem der Anlage von BRIEM ähnlichen Modell untersuchten sie die Auswirkung der räumlichen Überlagerung zweier Massenströme in einem Schüttungsrohr. Dabei trat zu einer Luft-Grundströmung seitlich eine weitere mit einem Meßgas geimpfte Luftströmung. Die Messungen wurden unter Variation der beiden Massenströme durchgeführt.

Eine Weiterentwicklung ist das von RODENHÄUSER et al. [113, 114] konzipierte Schachtofenmodell "Komplex durchströmtes Festbett". Eine um den Schachtofen herum verlaufende Ringleitung ermöglicht die Beaufschlagung eines Grundstroms mit bis zu sechs peripheren Teilgasströmen. Der molekulare Aufbau der Anlage gewährleistet zudem die Variation der Schütthöhe, des Partikeldurchmessers und des Verhältnisses der einzelnen Volumenströme in einem sehr breiten Rahmen. Nach den Ergebnissen der durchgeführten Messungen läßt sich das untersuchte Festbett in einen komplex durchströmten Abschnitt mit starkem Impulsausgleich und in einen fast nur axial durchströmten Abschnitt mit reiner Diffusion aufteilen.

Eine koaxiale Anströmung eines Festbetts findet man nur bei SCHLÜNDER [122], ZEHNER und SCHLÜNDER [157,158], SEIDEL [125] sowie GLASER [48]. Die ersten drei Arbeiten beschäftigen sich ausschließlich mit der Bestimmung transportrelevanter Koeffizienten für den Stoff- und Wärmeaustausch. Systematische Parametervariationen in Anlehnung an die Ar-

beit von RODENHÄUSER werden nicht durchgeführt. GLASER dagegen ermittelt mit seiner Anlagenkonzeption die Vermischung eines kalten und eines warmen Gasstroms oberhalb einer aus zylindrischen Partikeln bestehenden Schüttung. Die in verschiedenen Schütthöhen gemessenen Temperaturverteilungen wurden für unterschiedlich hohe, aber für beide Gasströme gleiche Strömungsgeschwindigkeiten aufgenommen. Aufgrund zu kleiner Dimensionierung des eingesetzten elektrischen Heizkörpers ließen sich nur Temperaturunterschiede von max. 50 K erreichen. Die Übertragbarkeit der gewonnenen Erkenntnisse wird dadurch stark eingegrenzt.

#### 3.4.2 Mathematische Modellierung

Neben den in Kap. 3.2.2 angesprochenen Modellierungsmodellen von Strömungsvorgängen in Schüttungen beschäftigen sich nur die Arbeiten von RODENHÄUSER [113], GLASER [48] und PRUSCHEK [105] mit Konzentrations- bzw. Temperatúrausgleichsvorgängen. Unter Annahme einer Entkoppelung zwischen Stoff- und Impulsvorgängen berechnet RODENHÄUSER, ausgehend von der zuvor numerisch bestimmten dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung, das überlagerte zweidimensionale Konzentrationsfeld einer vertikalen Festbettebene. Neben den Diffusionseffekten werden auch die konvektiven Glieder berücksichtigt. Da das eingesetzte Lösungsverfahren teilweise zu Instabilitäten führt, ist die Übertragbarkeit auf andere Anwendungsfälle stark eingegrenzt. GLASER führt den in der Schüttung ablaufenden Temperatúrausgleich auf ein Wärmeleitproblem zurück. Mit Hilfe einer "Übertemperatur" der warmen gegenüber der kalten Luft entwickelte er für mäßige Geschwindigkeiten und für das zylindrische Problem eine Bilanzgleichung, die auch PRUSCHEK in einer ähnlichen Form erstellte. Wärmeleitungseffekte in Strömungsrichtung werden vernachlässigt. Als Lösung erhält man eine einfache Exponentialkurve für den Temperaturverlauf. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Vermischung die Schüttungsbegrenzung nicht erreichen darf.

#### 4. Impuls-, Stoff- und Wärmeaustausch in komplex durchströmten Schütttschichtsystemen

##### 4.1 Allgemeine Betrachtungen

Die Modelluntersuchung der physikalischen und chemischen Vorgänge in Schütttschichtsystemen an Versuchsanlagen mit halbtechnischen oder laborähnlichen Maßstäben erfordert die Reduzierung des realen Systems durch sinnvolle Annahmen und Voraussetzungen. Auf diese Art werden gleichzeitig parallel auftretende Transporteffekte, wie z.B. der konvektive und der durch eine chemische Reaktion bedingte Stoffübergang ausgeschlossen.

Für die in dieser Arbeit betrachteten Kugelschüttungen betreffen die Einschränkungen im wesentlichen die Eigenschaften des Haufwerks und die der eingesetzten Gasströme. Entsprechend wurde eine Schüttung mit folgenden Merkmalen definiert [113]:

- Die Packungsstruktur der erzeugten Gleichkornschüttung ist homogen und isotrop.
- Das Fluid wird als ein ideales Gas betrachtet.
- Es werden keine chemischen Reaktionen zwischen den Partikeln und dem Fluid zugelassen.
- Phasenänderungen treten nicht auf.
- Makroskopische Randeffekte und mikroskopische Transportvorgänge bleiben unberücksichtigt.
- Das gesamte System ist isotherm bzw. adiabat.
- Alle physikalischen Vorgänge laufen stationär ab.

Zusätzlich gilt für die isotherme Betriebsweise:

- Die beiden zugeführten Gasströme haben die gleichen physikalischen Eigenschaften und unterscheiden sich lediglich durch eine Spurengasbeladung.

Mit diesen Annahmen einer gasdurchströmten Schüttung wird eine makroskopische Betrachtungsweise eingehalten.

#### 4.2 Kennzeichnende Größen der Schüttung

Grundlegende Untersuchungen an durchströmten Schüttungssystemen über die im Haufwerk ablaufenden strömungsphysikalischen und thermodynamischen Vorgänge setzen genaue Kenntnisse bzw. gesicherte Annahmen über die Packungsstruktur, d.h. über die Packungsdichte sowie die Mischung und Anordnung der Partikel [115], voraus. Für eine exakte Auswertung und Deutung von Meßergebnissen müssen deshalb alle Kenngrößen der Schüttung bestimmt werden. Diese sind:

1. die Form und die Abmessungen der Füllkörper,
2. der Lückengrad  $\varepsilon$ , der die regellose Anordnung der Partikel innerhalb der Schicht beschreibt,
3. der hydraulische Durchmesser  $d_h$  zur Kennzeichnung der Größe der verfügbaren Strömungskanäle und
4. der Druckverlust  $\Delta p$ , der die Strömung und ihren Widerstand im Haufwerk beschreibt.

Die in vielen technischen Schüttungssystemen eingesetzten unterschiedlichen Füllkörper sollen innerhalb eines gegebenen Säulenvolumens eine möglichst große Oberfläche erzeugen [24]. Füllt man z.B. ein Rohr ( $D_R = 253 \text{ mm}$ ) mit kugelförmigen Partikeln ( $d_p = 2 \text{ mm}$ ), so ergibt sich für das Schüttgut eine 113 mal größere Oberfläche als für den Zylinder. Besonders deutlich wird dieser Zusammenhang, wenn man bedenkt, daß die durch Stoff- und Wärmeaustauschvorgänge übertragenen Strome proportional zur jeweiligen Übertragungsfläche sind.

Für die in dieser Arbeit zu behandelnden Gleichkornschüttungen wurden kugelförmige Partikel verwendet. Ihre spezifische Kugeloberfläche, d.h. das Verhältnis von Oberfläche ( $\pi \cdot d_p^2$ ) zum Volumen ( $\pi \cdot d_p^3/6$ ) beträgt:

$$\frac{O_K}{V_K} = \frac{6}{d_K} \cdot \quad (4-1)$$

Im Vergleich zu anderen Partikelformen besitzt die Kugel zwar die kleinste Oberfläche bei gegebenem Volumen, sie zeichnet sich aber durch die größtmögliche Festigkeit und sehr günstige Gleiteigenschaften (z.B. beim Fullvorgang) aus.

Das wichtigste Charakteristikum einer Schüttung ist der Lückengrad. Er gibt Aufschluß über die Packungsstruktur, die von der Form und Größe der Partikel und deren Orientierung zueinander abhängt. Bei Gleichkornschichten stimmen Form und Größe überein. In der technischen Praxis wird jedes Festbett fast ausnahmslos durch einen Schüttvorgang erzeugt, der seiner Natur nach ein stochastischer Prozeß ist [17]. Die Packungsstruktur hängt also vom Zufall ab und läßt sich daher nur durch Wahrscheinlichkeitsgesetze beschreiben.

Der Lückengrad, auch Porosität genannt, ist definiert als Quotient zwischen dem Leerraumvolumen  $V_L = V_R - V_P$  und dem gesamten Schüttvolumen  $V_R$

$$\epsilon = \frac{V_R - V_P}{V_R} = 1 - \frac{V_P}{V_R} . \quad (4-2)$$

Je nach Anordnung der Kugeln zueinander ergeben sich für  $\epsilon$  die Grenzwerte 0.4765 (kubische Anordnung KZ = 6) und 0.2592 (rhomboedrische Anordnung KZ = 12). KZ bezeichnet die Koordinatenzahl, d.h. die Zahl der Berührungspunkte eines Partikels mit der benachbarten Schüttung. Da in einem großen Volumen mit regelloser Verteilung sich weder die lockerste noch die dichteste Packung einstellen wird, resultiert ein mittlerer Wert in der Größenordnung von  $\epsilon = 0.375$  bei einer Koordinatenzahl zwischen 7 und 8 [36,66]. Der für eine Schüttung ermittelte Lückengrad beinhaltet jedoch keine Aussagen über eine mögliche ungleichförmige Verteilung von  $\epsilon$  im Haufwerk. An der Behälterwand z.B. muß die Porosität auf 1 steigen, da die Kugeln hier nur einen Berührungspunkt besitzen. Dieser Einfluß der geometrischen Begrenzung (Randgängigkeit) wurde durch zahlreiche Autoren untersucht [23,52,53,89,124,

127]. Nach BENENATI und BROSILOW [16] ergibt sich für ein mit gleich großen Kugeln gefülltes Schüttungsrohr die in Abb. 4-1 dargestellte Porositätsverteilung.

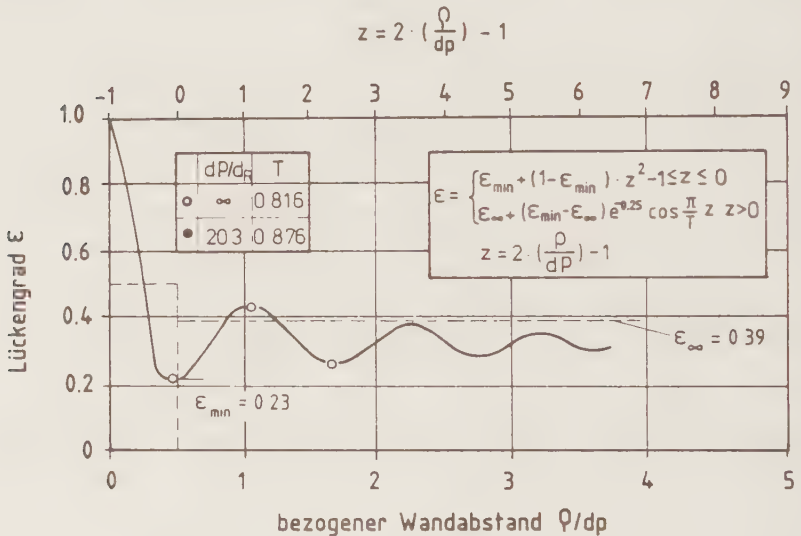


Abb. 4-1: POROSITÄTSVERTEILUNG AN DER WAND EINER KUGELSCHÜTTUNG

Die Porosität  $\varepsilon$  fällt vom Wert 1 an der Wand bis zur Hälfte der ersten Kugelschicht wegen des hohen Ordnungsgrades der Kugeln an der Wand steil auf den Wert 0.23 ab. Mit zunehmendem Wandabstand erreicht die Porosität der Schüttung unter Durchlaufen mehrerer Maxima und Minima schließlich einen für ungeordnete Gleichkugelschüttungen geltenden Wert von ca. 0.39 [51]. Nach Messungen von SCHUSTER und VORTMEYER [124] erreicht der örtliche Lückengrad nach ca. 4 Partikeldurchmesser einen konstanten Wert. Ähnliche Ergebnisse erzielten auch GOODLING et al. [52]. Ihr Grenzwert liegt jedoch zwischen 5 bis 6 Durchmesser. Gleichzeitig wurde auch deutlich, daß die Gestalt und Beschaffenheit des Schüttguts einen sehr hohen Einfluß auf den radialen Porositätsverlauf ausübt. Bei

etwas unrunder und rauhen Glaskugeln ist der Einschwingvorgang schon nach  $1.5 \cdot d_p$  abgeschlossen, bei Stahlkugeln gleichen Durchmessers erst nach  $4 \cdot d_p$  [124]. Dieser Effekt läßt sich auch durch Meßergebnisse an anderen Partikelformen belegen. Zusätzlich besitzt der auf den Schüttungsdurchmesser bezogene Kugeldurchmesser einen deutlichen Einfluß auf den mittleren Lückengrad. In Abb. 4-2 ist der mittlere  $\varepsilon$ -Wert zwischen der Behälterwand und dem jeweiligen bezogenen Abstand  $\varrho/d_p$  in Abhängigkeit vom Verhältnis  $d_p/D_R$  dargestellt. Die Porosität steigt, wie zu erwarten, mit zunehmendem Verhältnis  $d_p/D_R$  an.

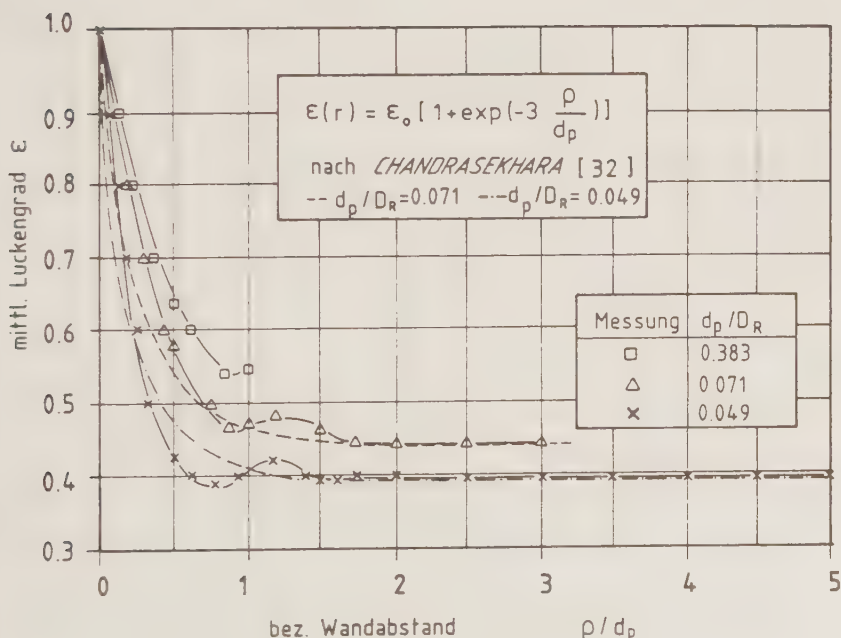


Abb. 4-2: MITTLERER LÜCKENGRAD ZWISCHEN PARTIKELWAND UND BEZOGENEM ABSTAND  $\varrho/d_p$  (MESSUNG NACH BENENATI UND BROSILOV [16,66], RECHNUNG NACH CHANDRASEKHARA [32])

Nach CHANDRASEKHARA [32] kann der Porositätsverlauf nach der Gleichung

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \left[ 1 + b \cdot \exp\left(-a \cdot \frac{\rho}{d_p}\right) \right] \quad (4-3)$$

berechnet werden (vgl. Abb. 4-1). Für die Koeffizienten sind die Werte  $a = 3$  und  $b = 1$  einzusetzen. SONNTAG [127] dagegen entwickelte für die Breite der Randgängigkeitszone  $\rho_0$  die Beziehung

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \cdot \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{1}{B}} \right) . \quad (4-4)$$

Mit dem experimentell ermittelten Koeffizienten  $B = 1.17$  ergibt sich für  $\rho_0$  ein Wert von 0.31. Die Einflußzone liegt danach in der Größenordnung von  $1/3$  eines Partikeldurchmessers.

Für den mittleren Lückengrad in Abhängigkeit vom Verhältnis  $d_p/D_R$  gilt nach JESCHAR [66] die Beziehung

$$\varepsilon = 0.365 + 0.34 \cdot \frac{d_p}{D_R} . \quad (4-5)$$

Gl. (4-5) gibt aber nur den im Mittel zu erwartenden Lückengrad an. Berücksichtigt man zusätzlich die beiden extremen Packungsstrukturen bei gleichem Kugeldurchmesser, so ergeben sich aus Messungen von SONNTAG [127] die beiden Grenzkurven für die lockerste bzw. die dichteste Schüttung. Sie lassen sich in Form von Gl. (4-6) zusammenfassen:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) \cdot 0.526 \cdot \frac{d_p}{D_R} \quad (4-6)$$

dichteste Packung:  $\varepsilon_0 = 0.392$

lockerste Packung:  $\varepsilon_0 = 0.359$  .

Der mittlere Luckengrad  $\varepsilon$  hängt für regellose Schüttungen nur von  $\varepsilon_0$  und dem Verhältnis  $d_p/D_R$  ab, nicht jedoch vom Par-

tikeldurchmesser  $d_p$ . Dabei ist der Einfluß von  $\varepsilon_0$  auf die Neigung der Geraden innerhalb des möglichen Variationsbereichs gering. Die JESCHAR-Kurve unterscheidet sich nur unerheblich von der SONNTAG-Kurve, die über beide Grenzfälle gemittelt ist (vgl. Abb. 6-1).

Die dargestellten Abhängigkeiten des örtlichen und mittleren Lückengrads reichen zur Beschreibung der Durchströmung von Haufwerken noch nicht aus. Sie berücksichtigen zwar das verfügbare Leerraumvolumen, bzw. die insgesamt verfügbare Querschnittsfläche, besitzen aber keine Aussagekraft über die Form und Größe der einzelnen Strömungspassagen. Als Modellvorstellungen für die Strömungskanäle sind die Strukturen in Abb. 4-3 möglich.

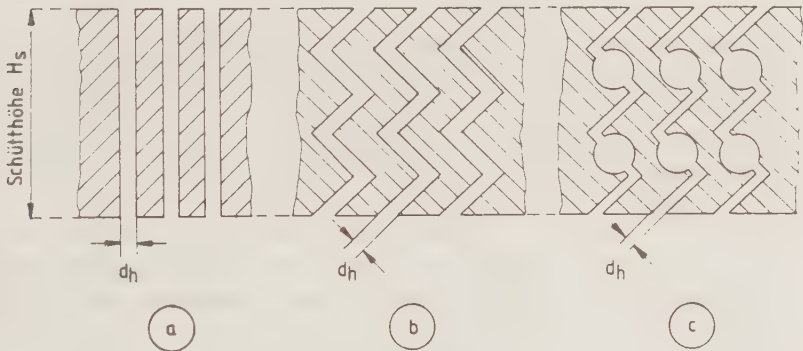


Abb. 4-3: SCHEMATISIERTE MODELLSTRUKTUR VON SCHÜTT-SCHICHTEN

Als die Struktur kennzeichnende Größe wird der hydraulische Durchmesser  $d_h$  verwendet. Er ist definiert als Verhältnis zwischen Leerraumvolumen und benetzter Oberfläche

$$d_h = 4 \cdot \frac{V_L}{A} = 4 \cdot \frac{\varepsilon \cdot V_R}{O_p} \quad (4-7)$$

Da keine, wie bei Abb. 4-3a gezeigt, geraden, parallelen Kanäle vorhanden sind, läßt sich der Begriff "hydraulische Ähnlichkeit" nur mit Vorbehalt anwenden [76].

Mit der mathematischen Beziehung für den Lückengrad

$$\varepsilon = \frac{V_L}{V} = 1 - \frac{V_P}{V} \quad (4-8)$$

und für den Partikeldurchmesser

$$d_p = 6 \cdot \frac{V_P}{O_P} \quad (4-9)$$

ergibt sich für den hydraulischen Durchmesser aus Gl. (4-7)

$$d_h = \frac{2}{3} \cdot \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \cdot d_p \quad (4-10)$$

Zur Kennzeichnung der Strömungsverhältnisse wird in Analogie zur Strömung in Rohren die modifizierte Re-Zahl  $Re'$  benutzt

$$Re' = \frac{w_m \cdot d_h}{\nu} \quad (4-11)$$

Für  $w_m$  ist die über den Querschnitt gemittelte Strömungsgeschwindigkeit im freien Rohr nach der DEPUIT-FORCHHEIMER-Beziehung Gl. (4-12) einzusetzen. Dabei bezeichnet  $w_{eff}$  die mittlere Geschwindigkeit innerhalb des Haufwerks

$$w_{eff} = \frac{w_m}{\varepsilon} \quad (4-12)$$

Damit folgt für die Reynolds-Zahl

$$Re' = \frac{2}{3} \cdot \frac{d_p \cdot w_m}{\nu} \cdot \frac{1}{1-\varepsilon} \quad (4-13)$$

Allgemein wird der in der  $Re'$ -Zahl auftauchende Faktor  $2/3$  gleich 1 gesetzt. Diese Annahme gilt auch, wenn für den hydraulischen Durchmesser statt Gl. (4-7) der Zusammenhang

$$d_h' = 6 \cdot \frac{\text{freies Volumen}}{\text{benetzte Oberfläche}} \quad (4-14)$$

vorausgesetzt wird und für Kugeln gleicher Größe

$$d_h' = \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \cdot d_p \quad (4-15)$$

Entsprechend lautet die Reynolds-Zahl bei Strömungen durch Schüttungen und poröse Medien:

$$Re' = \frac{d_p \cdot w_m}{\nu} \cdot \frac{1}{1-\varepsilon} \quad (4-16)$$

#### 4.3 Impulsaustausch in gasdurchströmten Schüttungen

Bei der Durchströmung von porösen Medien oder Festbetten tritt infolge des Strömungswiderstandes der Füllkörper ein Druckverlust  $\Delta p_s$  auf. Da dieser Parameter entscheidenden Einfluß auf die Auslegung technischer Schüttungssysteme besitzt, wurden zahlreiche theoretische und meßtechnische Untersuchungen zur Bestimmung einer allgemeingültigen Druckverlustbeziehung durchgeführt. Eine Vielzahl der Arbeiten [2,11,23,42,66,111] berücksichtigen dabei regellose bzw. regelmäßige Gleichkugelschüttungen. Als Modellvorstellung wird das unregelmäßig geformte Lückenvolumen zwischen den einzelnen Schüttpartikeln durch Kanäle gleichen Querschnitts ersetzt (vgl. Abb. 4-3).

In Analogie zum Druckverlust in einphasig durchströmten Rohren lautet das Widerstandsgesetz nach BRAUER [24]

$$\Delta p = \Psi \cdot \frac{H}{d_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w^2 \quad (4-17)$$

Setzt man die für Schüttungen charakteristischen Größen  $H_s$ ,  $d_h$  und  $w$  ein, so ergibt sich die Gleichung

$$\Delta p_S = \psi' \cdot \frac{H_S}{d_p} \cdot \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \cdot \rho \cdot w_m^2 \quad (4-18)$$

Die Abhängigkeit des Widerstandbeiwerts  $\psi'$  von der  $Re'$ -Zahl wurde von BRAUER [23] und ERGUN [42] sowie FISCHER [45] für einen breiten Kennzahlbereich erfaßt, während andere Autoren wie ACHENBACH [2] und BARTHELS [11] sowie JONES und KRIER [73] zur Bestimmung des Beiwerts nur spezielle Kugelschüttungen in jeweils begrenzten  $Re'$ -Bereichen berücksichtigen. Der Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung liegt zwischen 40 und 80 [41] (vgl. Abb. 4-4). Für einen tabellarischen und graphischen Vergleich aller Widerstandsgesetze sei auf [113] verwiesen.

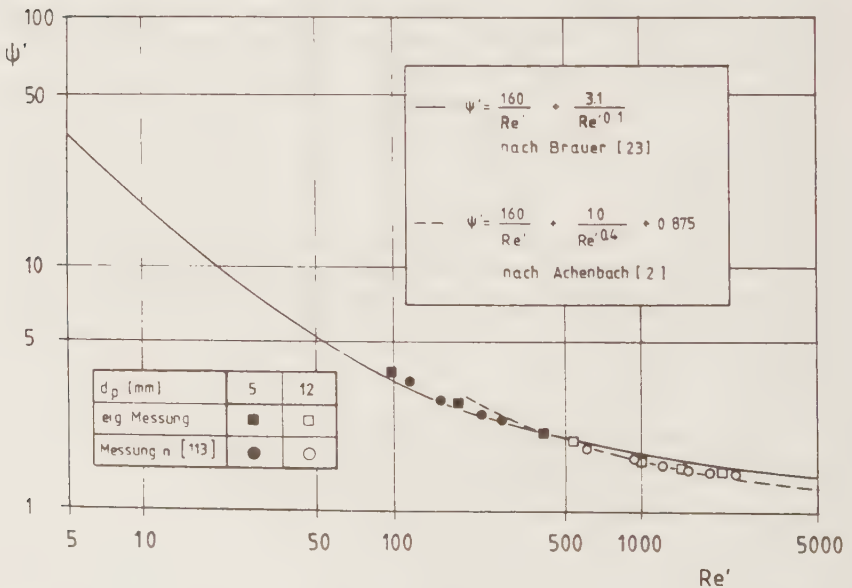


Abb. 4-4: DARSTELLUNG VERSCHIEDENER DRUCKVERLUSTBEZIEHUNGEN UND VERGLEICH MIT EIGENEN MESSUNGEN (VERGL. [106])

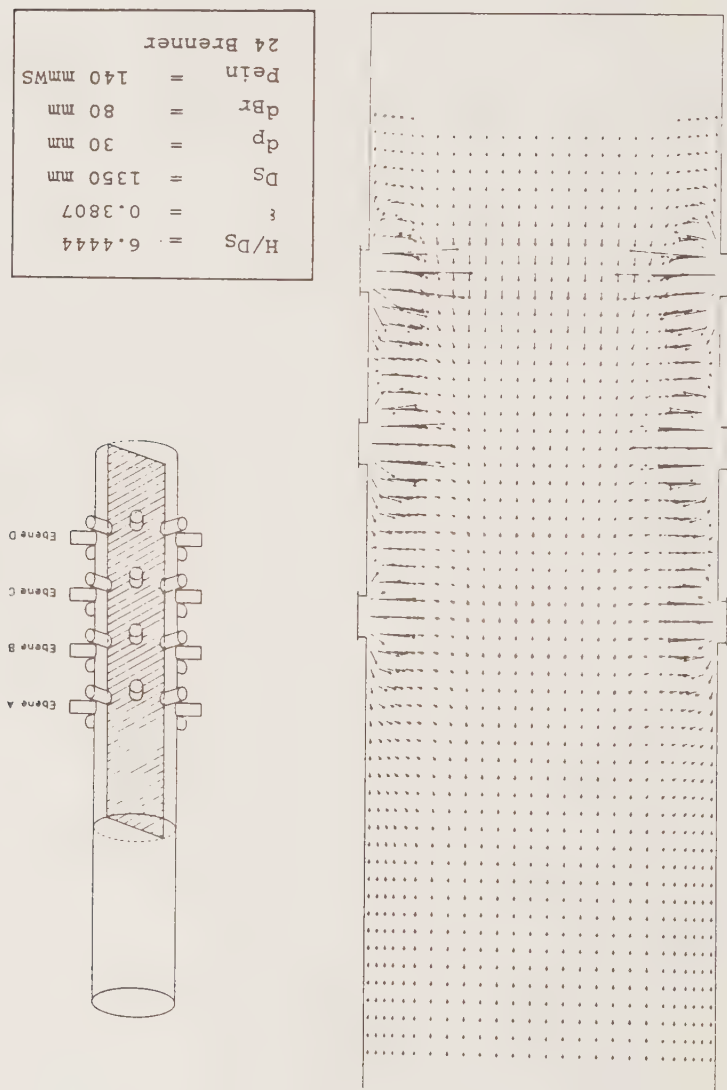
stromung geprägt. Im unteren Ofenausschnitt ist der Druckverlauf konstant. Diese Randbedingung ist erforderlich, da unterhalb der Brennebene D keine nennenswerten Druckänderungen stattfinden. Im Rahmen einer experimentellen Untersuchung an einem halbtechnischen Schachtofenmodell wurde dieser Sachverhalt durch zahlreiche Druckmessungen belegt.

In Abb. 7-6 ist die Massenstromdichteverteilung in einer senkrecht zu den seitlichen Einspeisungen axialen Ebene dargestellt. Die eingezeichneten Pfeile symbolisieren die verschiedenen Massenstromdichtevektoren; ihre Länge entspricht dabei proportional dem Betrag der gerichteten Größen. Klar erkennbar ist das nur mäßig ausgeprägte Eindringverhalten der peripheren Gasströme in die Schüttung. Die seitlichen Gasmenge drängen die von unten axial aufsteigenden Rauchgase weiter in den Kernbereich ab. Es findet zwar eine vollständige Durchgasung der Schüttung statt, die Größe der örtlichen Massenstromdichte ist jedoch über dem gesamten Querschnitt unterschiedlich hoch. Oberhalb und unterhalb der Brennebenen strömt ein Teil der Luft entlang der Ofenwand und begrenzt so die Temperaturen der Innenausmauerung. Zwischen den Einspeiseebenen werden diese Luftströme wieder zur Ofenmitte umgelenkt. Schon nach einer relativ geringen Schütthöhe von  $ah > D_0$  oberhalb der Ebene B stellt sich eine konstante Massenstromdichteverteilung ein.

Der gesamte Sintereschachtofen läßt sich also in den komplex gasdurchströmten Bereich mit starkem Impulsaustausch und den sich anschließenden rein axial durchströmten Abschnitt mit konstanter örtlicher Gasbeladung unterteilen.

Die Veränderungen der Schüttungseigenschaften infolge der Bruchbildung lassen sich durch einen veränderten Lückengrad berücksichtigen (vgl. Kap. 7.1.4.2). Entsprechend werden die Geschwindigkeitsverteilungen für eine Zweikornschüttung mit einem Lückengrad  $\epsilon = 0.3600$  und  $\epsilon = 0.32$  berechnet. Abb. 7-7 und Abb. 7-8 zeigen die Simulationsergebnisse mit den verschiedenen  $\epsilon$ -Werten. Auf die Darstellung der entsprechenden Druckverteilungen wird verzichtet.

Abb. 7-6: MASSENSTROMDICHTVERTEILUNG IM SINTERSCHACHTOFEN  
ÜBER DREI BRENNEREbenen



Die in Abb. 4-5 dargestellte Gl. (4-21) liefert z.B. für die turbulente Strömung einer regellosen Gleichkugelschüttung mit  $\varepsilon = 0.4$  den Fehlerfunktionswert von 5.5. Berücksichtigt man nun zusätzlich einen Fehler bei der Porositätsbestimmung in der Größenordnung von 10%, so sind Druckverlustberechnungen mit einer Fehlerquote von 55% möglich (vgl. [113]).

Eine weitere Abhängigkeit des Druckverlusts in Schüttungen ermittelten WENTZ und THODOS [150]. Danach beeinflußt auch die Schüttungshöhe  $H_S$ , bzw. das Verhältnis  $H_S/d_p$  die Durchströmung des Haufwerks. Die in einem großen Porositätsbereich durchgeführten Messungen belegen eine Verringerung des Widerstandbeiwerts  $\Psi'$  bei Absenkung der Betthöhe auf nur wenige Partikelschichten ( $H_S/d_p = 5$  bei  $H_S/D_R = 0.42$ ). Diese Auswirkungen lassen sich durch die prozentual höher zu bewertenden Randzoneneffekte erklären. Zusätzlich spielen für spezielle Schüttungsgeometrien ( $H_S/d_R > 0.2$ ) auch ausgeprägte Einlaufströmungen infolge von Kanalbildungen eine gewichtige Rolle.

#### 4.3.2 Einfluß der Anströmgeometrie

In verschiedenen technischen Prozessen (z.B. beim Armco-Verfahren [33,69]) werden Massenströme nicht nur axial, sondern auch seitlich oder über Lanzen in eine Schüttung eingebracht.

Wie aus Abb. 4-6 ersichtlich, ist zwischen dem axialen (a), dem peripheren (b) und dem axial/peripheren Fall (c) zu unterscheiden. Ähnliche Strömungsformen können ebenfalls durch Schikanenbleche oder im Haufwerk liegender sonstiger Einbauten verursacht auftreten. Als extremes Beispiel ist auch ein Schüttungsaufbau in zwei Zonen mit stark variierendem Lückenvolumen (inhomogene Schüttung) [69] zu nennen.

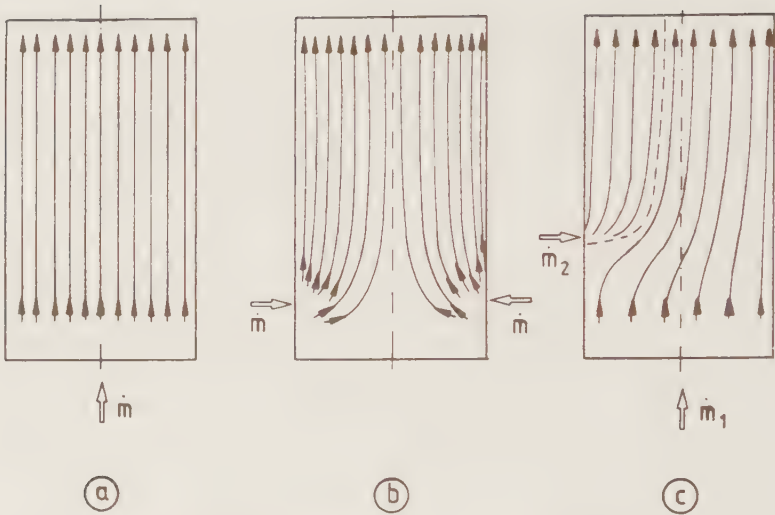
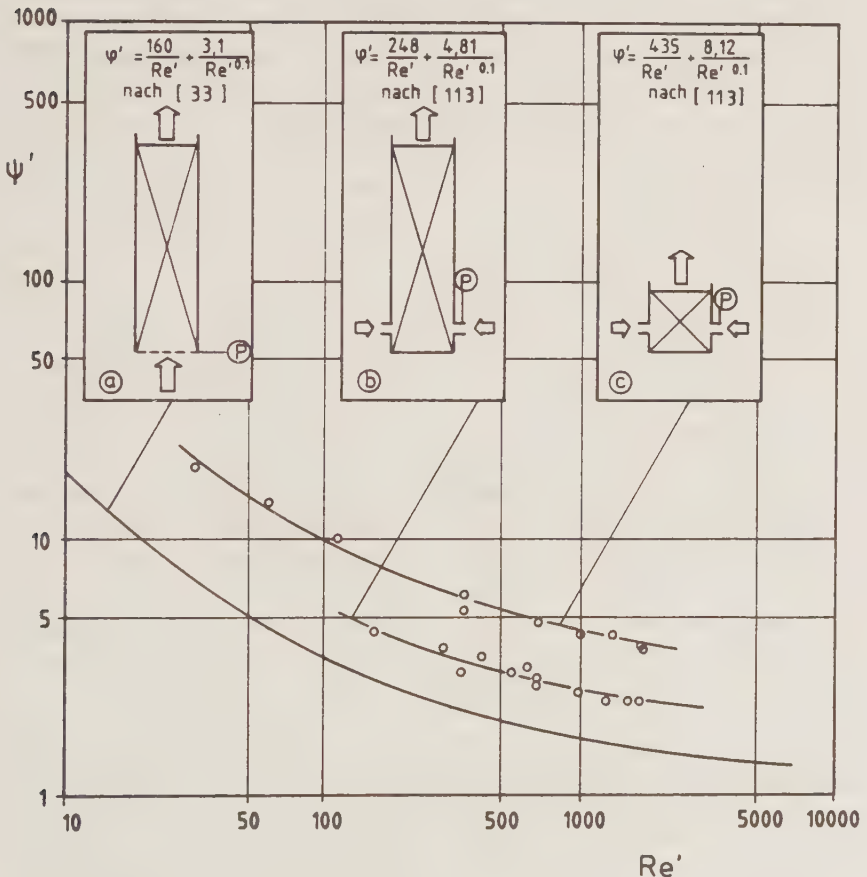


Abb. 4-6:      UNTERSCHIEDLICHE STRÖMUNGSFUHRUNG DURCH  
                 SCHÜTTTSCHICHTEN

Bei all diesen Konfigurationen kann man erhöhte Druckverluste feststellen. Frühere Arbeiten von FEIND [44] über radiale Diffusion mit und ohne Schikanenblech-Einbauten sowie von PONZI und KAYE [104], die einen von innen nach außen radial arbeitenden Festbettreaktor behandelten, lieferten nur qualitative bzw. ungenaue quantitative Aussagen.

Die Abhängigkeit des Druckverlusts von der Art der Zu- bzw. Durchströmgeometrie wurde erstmalig von RODENHÄUSER [113] systematisch untersucht (vgl. Abb. 4-7). Bei den an drei Schütttschichtsystemen mit unterschiedlicher Fluidzuführung durchgeführten Messungen für Kugeln gleichen Durchmessers lagen die Werte des Druckverlustbeiwerts  $\Psi'$  um ca. 55% über denen des axialen Falls. Wird die Höhe der Schüttung mit rein peripherer Einspeisung von  $H_S/D_R = 3.2$  auf  $H_S/D_R = 1$  erniedrigt, so hat dies eine weitere Erhöhung des Widerstands im Haufwerk zur Folge. Der Grund für die steigenden Druckverluste liegt in der Umlenkung der peripher einströmenden Massenstrome in die axiale Austrittsrichtung. Läßt

sich der Bereich des hohen Impulsaustauschs auf einen kleinen Anteil der gesamten Schüttung begrenzen, nähert sich die Widerstandskurve der BRAUER-Beziehung an. Der Einfluß der Richtung vergrößert sich also mit abnehmendem  $H_S/D_R$ -Verhältnis.



**Abb. 4-7:** EINFLUSS UNTERSCHIEDLICHER FLUIDZUFÜHRUNG AUF DEN DRUCKVERLUSTBEIWEIT  $\psi'$  IN ABHÄNGIGKEIT DER MODIFIZIERTEN REYNOLDS-ZAHLE  $Re'$

#### 4.4 Stofftransport

In technischen Festbettreaktoren und anderen Schuttschichtsystemen weicht das Konzentrationsprofil in der Regel von dem der idealen Pfropfenströmung ab. Diese Unterschiede werden bei einer modellhaften Reproduktion der in der Schüttung ablaufenden Vorgänge durch Einführung eines Diffusionsterms in den entsprechenden Stoff-Bilanzgleichungen charakterisiert. Analog dem 2. FICK'schen Gesetz (instationäre Diffusionsvorgänge) sind alle Vermischungsvorgänge unabhängig von ihrer Ursache zu einem Dispersionskoeffizienten  $D$  zusammengefaßt

$$\dot{m} = - D \cdot \text{grad } c . \quad (4-22)$$

Der Stofftransport gasdurchströmter Schüttungen läßt sich in zwei Komponenten zerlegen und zwar eine Komponente parallel zur Hauptströmung des Gases und eine senkrecht dazu. Den Untersuchungsergebnissen von BERNHARD und WILHELM [17] sowie FAHIEN und SMITH [43] entsprechend wird durch Vernachlässigung des konduktiven Transports in axialer Richtung die Genauigkeit der Berechnung von Konzentrationen in Haufwerken nicht beeinträchtigt. Nach BRIEM [28] basiert deshalb die Stoffübertragung in Strömungsrichtung ausschließlich auf konvektiven, senkrecht dazu auf rein konduktiven Transportmechanismen. Dabei ist zur Konduktion neben der molekularen auch die turbulente Diffusion zu rechnen.

Für die mathematische Modellierung des Stoffaustauschs in technischen Schüttungen lassen sich die in den Hohlräumen zwischen den Partikeln ablaufenden Dispersionsvorgänge durch die in Abb. 4-8 dargestellten hydrodynamischen Modelle beschreiben. Im Gegensatz zur molekularen Diffusion verhalten sich alle übrigen Mechanismen auch in isotropen Schüttungssystemen anisotrop.

Die axiale Dispersion hat ihre Ursache in den lokalen Unterschieden der Strömungsgeschwindigkeit, wie sie durch Verengungen und Erweiterungen der Strömungsquerschnitte zwischen

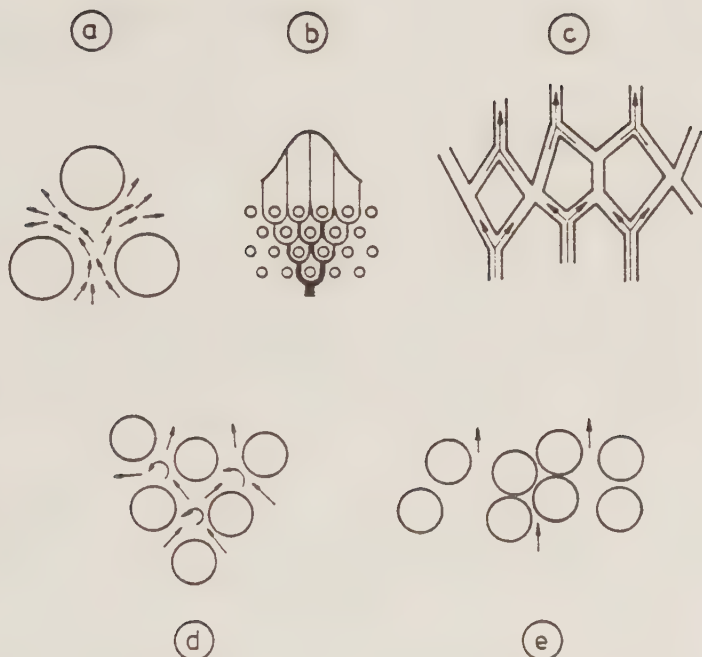


Abb. 4-8: HYDRODYNAMISCHE DISPERSIONSMODELLE: a - MOLEKULARE DIFFUSION; b,c - RADIALDISPERSION DURCH FLECHTSTROMUNG: RANDOM-WALK-MODELL (b), KAPILLARES NETZWERKMODELL (c); d - AXIALDISPERSION DURCH MISCHZELLEN; e - KANALGÄNGIGKEIT

den Schüttgutpartikeln hervorgerufen werden (vgl. KRISCHER [80]). Vernachlässigt man die infolge ungleichmäßiger, lockerer Schüttung auftretende Randgängigkeit (Kanalgängigkeit), so erfolgt eine gleichmäßige Durchströmung der Schüttung. Die axiale Dispersion entsteht dann dadurch, daß benachbarte Stromfäden unterschiedlicher Geschwindigkeit sich längs einer Strömstrecke (Mischungsweg nach PRANDTL) miteinander vermischen.

Im turbulenten Strömungsbereich wird der axiale Dispersionskoeffizient nach KULKARNI und DORAISWAMY [82] und SINCLAIR und POTTER [25] zu  $Pe' = 2$ . Trotz des nahezu viermal so hohen axialen Diffusionskoeffizienten kann die axiale Diffu-

sion bei Berechnungen in der Regel vernachlässigt werden, wenn der konvektive Stofftransport in Strömungsrichtung berücksichtigt wird [78]. Die radiale Dispersion kommt durch die Flechtströmung zustande. Die einzelnen Stromfäden werden beim Umströmen jedes Partikels um etwa den halben Korndurchmesser  $d_p/2$  seitlich abgelenkt. Bei kleinen Gasgeschwindigkeiten (laminare Strömung,  $Re' < 70$ ) überwiegt die rein molekulare Diffusion. Die durch steigenden Fluiddurchsatz beginnende Verwirbelung in den Lücken des Haufwerks bewirkt eine zusätzliche konvektive mikroskopische Vermischung. Mit weiterer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Zahl der Turbulenzgebiete zu. Im vollturbulenten Zustand treten sie schließlich in allen Lückenräumen auf. In diesem Geschwindigkeitsbereich ( $Re' < 350$ ) sind molekulare Vorgänge für den Vermischungsablauf bedeutungslos. Für die verschiedenen Transportmechanismen wird nach Gl. (4-22) ein effektiver Diffusionskoeffizient  $D_{eff}$  definiert, der sich additiv aus dem molekularen Diffusionskoeffizienten  $D_{mol}$  und einem die übrigen Transportmechanismen zusammenfassenden Anteil  $D_{turb}$  zusammensetzt [113]. Entsprechend dem Modellansatz von KULKARNI und DORAISWAMY [82] gilt der funktionale Zusammenhang

$$\frac{1}{Pe'} = \left[ \frac{1}{Pe'} \right]_{mol} + \left[ \frac{1}{Pe'} \right]_{turb} . \quad (4-23)$$

Die mit dem Partikeldurchmesser  $d_p$  gebildete  $Pe'$ -Zahl lautet:

$$Pe' = \frac{w_{eff} \cdot d_p}{D_{eff}} . \quad (4-24)$$

Die molekulare Peclet-Zahl  $Pe'_{mol}$  kann nach

$$Pe'_{mol} = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \cdot Sc \cdot Re' \quad (4-25)$$

berechnet werden. In Analogie zum Wärmetransport gilt

$$Sc = Pr \approx 0.7 . \quad (4-26)$$

Anstelle von Gl. (4-23) geben [82,87] die folgende empirische Beziehung an

$$Pe' = \frac{0.09}{1 + \frac{10}{Sc \cdot Re'}} + \frac{0.4}{(Sc \cdot Re')^{0.8}} \quad (4-27)$$

Nach Gl. (4-27) nähert sich die  $Pe'$ -Zahl ab  $Re' \approx 180$  einem konstanten Wert an. Experimentelle Untersuchungen [17,42, 126] bestätigen diesen Zusammenhang (vgl. Abb. 4-9 [113]). Die von RODENHÄUSER aufgezeigten Differenzen der verschiedenen Grenz-Reynolds-Zahlen  $Re'$  ( $Pe' = \text{const.}$ ) lassen sich durch die unterschiedlichen Definitionen der Kennzahl erklären.

Nach FAHIEN und SMITH [43] muß für ein Bett- zu Partikeldurchmesser Verhältnis  $D_R/d_p < 20$  der Wandeinfluß auf den radialen Dispersionskoeffizienten durch die Korrekturfunktion Gl. (4-28) berücksichtigt werden. Nach [126] gilt:

$$Pe' = \frac{1 + 19.4 \cdot \left[ \frac{d_p}{D_R} \right]^2}{0.091 + \frac{0.038}{(1 - \varepsilon) \cdot Re'}} \quad (4-28)$$

Ein von RODENHÄUSER durchgeführter graphischer Vergleich von Gl. (4-28) mit unterschiedlichen Verhältnissen  $D_R/d_p$  zeigt für  $D_R/d_p \rightarrow \infty$  einen Grenzwert von  $Pe' = 10.97$ .

Mit einem einfachen Mischungsmodell entwickelte SCHLÜNDER [121] eine Theorie über den Stofftransport im Innern durchströmter Kugelschüttungen unter Berücksichtigung des Einflusses der geometrischen Begrenzung durch die Wand. Für den zwiachsisigen wandnahen Transport (Punktquelle) ergaben sich nach

$$Pe' = 8 \cdot \left[ 2 - \left[ 1 - 2 \cdot \frac{d_p}{D_R} \right]^2 \right] \quad (4-29)$$

Werte von  $Pe' = 8$  im Zentrum und  $Pe' = 16$  nahe der Wand.

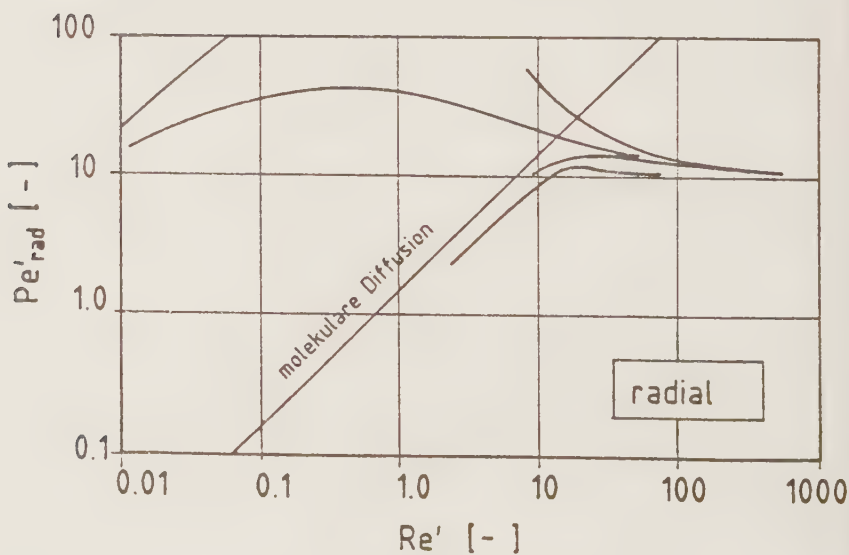
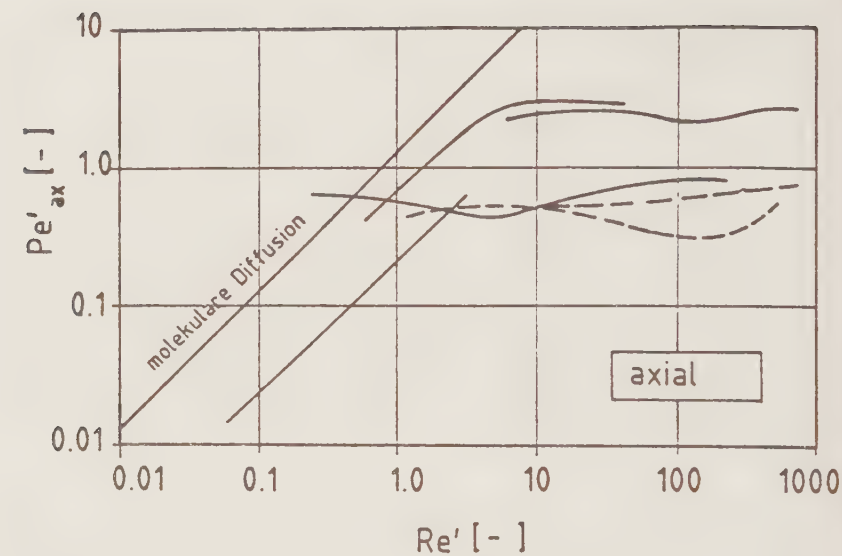


Abb. 4-9: VERGLEICH GEMESSENER  $Pe'_{ax}$ - UND  $Pe'_{rad}$ -ZAHLEN  
VERSCHIEDENER AUTOREN (LITERATURANGABEN NACH  
[126])

Abb. 4-10 zeigt den Vergleich der nach Gl. (4-19) berechneten Werte mit Meßergebnissen von FAHIEN und SMITH [43].

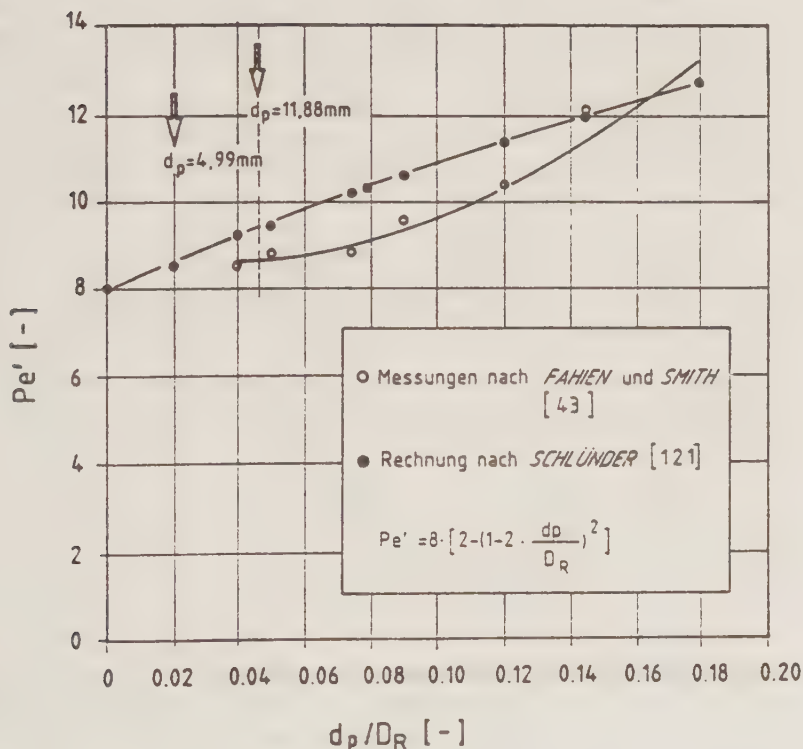


Abb. 4-10: VERGLEICH BERECHNETER  $Pe'$ -ZAHLEN NACH SCHLÜNDER [121] MIT GEMESSENEN WERTEN VON FAHIEN U. SMITH [43]

Für die in der eigenen Versuchsanlage eingesetzten Glaskugeln liegen die  $Pe'$ -Zahlen bei

$$\begin{aligned}
 Pe' &= 8.62 & \text{für } d_p &= 4.99\text{mm} \\
 \text{und } Pe' &= 9.43 & \text{für } d_p &= 11.82\text{mm} .
 \end{aligned}$$

#### 4.5 Wärmeaustausch in Schüttungen

Ähnlich den Stofftransportvorgängen besteht auch beim Wärmeaustausch in Festbetten eine Diskrepanz der Temperaturfelder zu denen einer idealen Pfropfenströmung. Faßt man die Schüttung als quasihomogenes Medium auf, so läßt sich dem Einphasenmodell entsprechend der Wärmetransport in Form nur einer Gleichung darstellen. Im stationären Zustand ohne Berücksichtigung von Wärmequellen lautet die Gleichung in zylindrischen Koordinaten [138,155]:

$$\frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r \cdot \dot{q}_r)}{\partial r} + \dot{m} \cdot c_p \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial z} = 0. \quad (4-30)$$

Die Gl. (4-30) ist fast immer analytisch oder numerisch zu lösen, wenn die durch das eindimensionale FOURRIER'sche Gesetz definierten Wärmeleitfähigkeiten bekannt sind

$$\dot{q}_z = - \lambda_z \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \quad (4-31)$$

$$\dot{q}_r = - \lambda_r \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial r}. \quad (4-32)$$

Nach HENNEKE [64] läßt sich Gl. (4-30) durch Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung  $\dot{q}_z$  vereinfachen. Da sich die mit und ohne  $\lambda_z$  berechneten Temperaturprofile jedoch nur geringfügig unterscheiden, soll im folgenden die effektive axiale Wärmeleitfähigkeit nicht näher betrachtet werden. Unter  $\lambda_{eff}$  ist deshalb immer die radiale Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{r,eff}$  zu verstehen.

Im allgemeinen Fall einer gasdurchströmten Schüttung treten infolge der unterschiedlichen Temperaturen von Gas, Partikel und Wand die drei Wärmetransportmechanismen Konvektion, Leitung und Strahlung sowohl parallel als auch hintereinander auf. Eine entsprechende Erweiterung der Modellvorstellung von BALAKRISHNAN und PEI [10] auf die Überlegungen von

GNIELINSKI [51], führt zu den in Abb. 4-11 graphisch dargestellten Mechanismen des Wärmetransports.

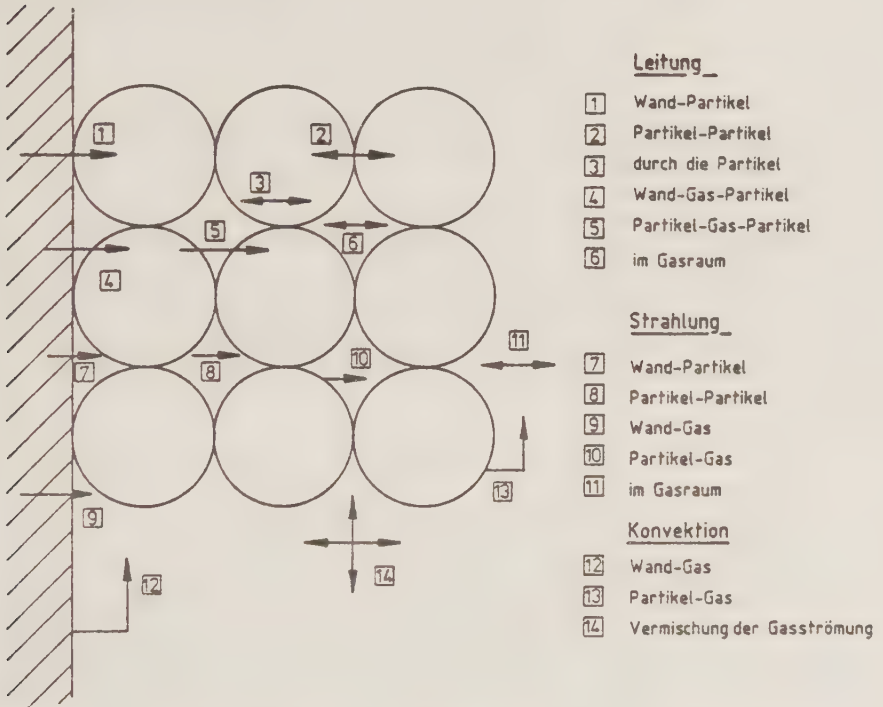


Abb. 4-11: MECHANISMEN DES WÄRMETRANSPORTS IN SCHÜTTUNGEN

Wärmeleitung erfolgt

1. durch den Kontakt an der Berührungsstelle  
Wand-Partikel,
2. durch den Kontakt der Partikel untereinander,
3. durch die Partikel selbst,
4. durch eine stagnierende Gaszone zwischen Wand  
und Partikeln sowie
5. durch die stagnierende Gaszone zwischen den  
Partikeln und schließlich
6. im zusammenhängenden Gasraum.

Wärmeübertragung durch Strahlung erfolgt auf den Wegen

7. zwischen Wand und Partikeln,
8. zwischen den Partikeln,
9. zwischen der Wand und dem Gas,
10. zwischen den Partikeln und dem Gas,
11. im Gasraum selbst.

Energietransport durch Konvektion erfolgt

12. zwischen Wand und Gas,
13. zwischen Partikeln und Gas und
14. durch Vermischung der Gasströme in den Hohlräumen.

#### 4.5.1 WÄRMEDISPERSION IN SCHÜTTUNGEN

Der größte Teil der durch Leitung transportierten Wärme wird in der Nähe der Kontaktstellen übertragen. Die konvektive Mischbewegung findet in den Hohlräumen (Leerraumvolumen) statt. Diese beiden Vorgänge können durchaus als räumlich getrennt und parallel geschaltet aufgefaßt werden [157]. Die bei hohen Temperaturen im Lückenvolumen auftretende Strahlung wird zwar nicht durch das strömende Fluid, wohl aber durch den Leitungsmechanismus in den Partikeln beeinflusst. Entsprechend setzt sich die effektive Wärmeleitfähigkeit additiv aus dem Anteil, der durch die konvektive Vermischung der Gasströmung verursacht wird, und dem Anteil der nicht durchströmten Schüttung (Leitung und Strahlung) zusammen. Bezieht man die einzelnen Terme jeweils auf die molekulare Wärmeleitfähigkeit des durchströmten Gases  $\lambda_F$ , so ergibt sich der Zusammenhang in Gl. (4-33) [51]

$$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} = \left[ \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} \right]_{\text{Konvektion}} + \left[ \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} \right]_{\text{Leitung, Strahlung}} \quad (4-33)$$

Dieser Aufbau spiegelt die bei der Beschreibung der effektiven Stoffdispersion angewendete Aufspaltung in einen "Laminarterm" und einen "Turbulenzterm" wieder [29].

#### 4.5.1.1 Effektive Wärmeleitfähigkeit der nicht durchströmten Schüttung

Die effektive Wärmeleitfähigkeit eines als quasi-homogen zu betrachtenden Festbetts mit ruhendem Fluid im Lückenvolumen berücksichtigt die Wärmeleitung im Gas und in den Partikeln, die auftretende Wärmestrahlung und die durch die Berührungstellen zweier Partikel übertragene thermische Energie

$$\lambda_{\text{eff},0} = \lambda_{\text{Leitung}} + \lambda_{\text{Strahlung}} + \lambda_{\text{Kontakt}} . \quad (4-34)$$

Nach VORTMEYER [138] kann der Term  $\lambda_{\text{Kontakt}}$  bei den meisten technischen Anwendungen vernachlässigt werden. Ein wirksamer Einfluß ist erst bei stark reduzierten Druckverhältnissen nachzuweisen ( $p < 1$  bar). Nahe dem Vakuum besteht zwischen  $\lambda_{\text{Kontakt}}/\lambda_K$  und der auf die projizierte Partikeloberfläche bezogenen Berührungsfläche  $A_K$  der lineare Zusammenhang [148]

$$\frac{\lambda_{\text{Kontakt}}}{\lambda_K} = 0.18 \cdot A_K \quad (A_K < 0.33) . \quad (4-35)$$

Zur Bestimmung des effektiven Wärmeleitfähigkeitsverhältnisses  $\lambda_{\text{eff},0}/\lambda_F$  gibt es in der Literatur verschiedene Berechnungsansätze [12,154]. Die meisten dieser Verfahren sind jedoch nur mit gewissen Einschränkungen generell anwendbar. Teilweise bleibt die in den Hohlräumen auftretende Strahlung unberücksichtigt. Zudem gelten die aufgestellten Beziehungen oftmals nur für spezielle Schüttgutgeometrien.

Die wichtigsten Bestimmungsgleichungen wurden von YAGI et al. [153,154], KRUPICZKA [81], BAUER [12,13], SPECCHIA und SICARDI [128], KUNII und SMITH [83,84], sowie ZEHNER und

SCHLÜNDER [157,158] aufgestellt. Auf die partiellen Diskrepanzen der den jeweiligen Methoden zugrunde liegenden Modellvorstellungen soll im Rahmen dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden. Ein tabellarischer Vergleich der verschiedenen Modelle und ihrer Ergebnisse wurde von ZEHNER [155] erstellt.

Die die Ruheleitfähigkeit einer Schüttung beeinflussenden Parameter sind die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_p$  und  $\lambda_F$  von Feststoff (Partikel) und Gas (Fluid), die Porosität  $\varepsilon$ , der Gasdruck  $p$  und die Partikelform. Zusätzlich müssen die zwischen den Feststoffoberflächen wirkenden Strahlungseinflüsse sowie der SMOLUCHOWSKI-Effekt betrachtet werden.

Das von YAGI et al. [153,154] entwickelte Zellenmodell bildet die Grundlage verschiedener Berechnungsmethoden. Es berücksichtigt sowohl Strahlung als auch unterschiedliche Partikelgeometrien

$$\frac{\lambda_{eff,0}}{\lambda_F} = \frac{C_1 \cdot (1 - \varepsilon)}{C_2 \cdot \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_F}\right) + \frac{1}{\left(\frac{1}{C_3}\right) + \left(\frac{d_p \cdot \alpha_{st,p}}{\lambda_F}\right)}} + \frac{C_1 \cdot \varepsilon \cdot d_p \cdot \alpha_{st,F}}{\lambda_F} \quad (4-36)$$

Die in Gleichung (4-36) enthaltenen Konstanten  $C_1$  und  $C_2$  beschreiben die Geometrie der Partikel und die Struktur der Schüttung. Bei Verwendung einer homogenen Gleichkugelschüttung wird  $C_1 = C_2 = 1$  gesetzt. Die Konstante  $C_3$  dagegen enthält die in der Nähe der Berührungsflächen zweier Partikel wirkende Grenzschichthemmung. Da hier der größte Anteil der durch Leitung übertragenen Wärme transportiert wird, bestimmt der Koeffizient  $C_3$  maßgeblich die effektive Wärmeleitfähigkeit. Entsprechend den Untersuchungen von YAGI hängt der Grenzschichteinfluß stark vom Lückengrad ab. Für die in dieser Arbeit eingesetzten Glaskugelschüttungen mit Porositäten zwischen 0.37 und 0.42 gilt als Maß  $C_3 \approx 0.045$ .

Die in der Schüttung infolge Strahlung übertragene Wärme wird durch die beiden Faktoren  $\alpha_{st,F}$  und  $\alpha_{st,p}$  wiedergegeben.  $\alpha_{st,F}$  kennzeichnet die Transportvorgänge in den Hohlräumen des Leerraumvolumens.  $\alpha_{st,p}$  dagegen charakterisiert den Energietransport zwischen den Partikeloberflächen selbst

$$\alpha_{st,F} = \frac{4 \cdot C_{st}}{100} \cdot \left[ \frac{1}{1 + \frac{\epsilon}{2 \cdot (1-\epsilon)} \cdot \frac{1-\epsilon}{\epsilon}} \right] \cdot \left[ \frac{T_F}{100} \right] \quad (4-37)$$

$$\alpha_{st,p} = \frac{4 \cdot C_{st}}{100} \cdot \left[ \frac{\epsilon}{2-\epsilon} \right] \cdot \left[ \frac{T_F}{100} \right] \quad (4-38)$$

Der in den beiden Gleichungen enthaltene Strahlungskoeffizient des schwarzen Körpers beträgt  $C_{st} = 5.775 \text{ W/m}^2\text{K}^4$ . Die Emissionszahl  $\epsilon$  ist sowohl material- als auch temperaturabhängig. Für Glas ergeben sich Werte um 0.87 [5,136]. Die nach Gl. (4-36) bis Gl. (4-38) berechneten effektiven Wärmeleitfähigkeitsverhältnisse  $\lambda_{eff,0}/\lambda_F$  sind in Abhängigkeit von der Fluidtemperatur in Abb. (4-12) dargestellt. Zur Verdeutlichung der unterschiedlich hohen Einflüsse der beiden Transportmechanismen Leitung und Strahlung wurde  $\lambda_{eff}/\lambda_F$  einmal mit ( $\alpha_{st,p} = \alpha_{st,F} \neq 0$ ) und einmal ohne ( $\alpha_{st,p} = \alpha_{st,F} = 0$ ) Berücksichtigung der Wärmestrahlung ermittelt. Der numerische Vergleich mit  $d_p = 4.99 \text{ mm}$  und  $d_p = 11.82 \text{ mm}$  ermöglicht es zusätzlich, die Auswirkungen verschieden großer Partikel auf die Ruheleitfähigkeit festzustellen. Deutlich zu erkennen ist in Abb. (4-12) der hohe Anteil der Wärmestrahlung. Dieser schon bei relativ niedrigen Temperaturen wirksame Einfluß wird neben der Temperatur durch den Partikeldurchmesser (Kurve  $\nabla, \blacktriangledown$ ), d.h. durch die Größe der benachbarten Lücken des Leerraumvolumens bestimmt. Zu ähnlichen Ergebnissen führen auch die meßtechnischen Untersuchungen von BEVERIDGE und HAUGHEY [19]. Nach VORTMEYER [139] läßt sich die effektive Wärmeleitfähigkeit, bezogen auf die des durchströmten Gases bei gleichzeitiger Vernachlässigung der Strahlung bis in mittlere Temperaturbereiche

( $T < 450 \text{ K}$ ) als konstant betrachten. Diese Vorgehensweise impliziert bei Modellrechnungen keine größeren Fehler, da der bei steigender Temperatur abnehmende Quotient  $\lambda_{\text{eff},0}/\lambda_F$  gleichzeitig durch die Zunahme des Transportkoeffizienten infolge erhöhter Strahlung kompensiert wird. Der Verlauf der nur durch Leitungseffekte berechneten Leitfähigkeitsverhältnisse hängt zwar von der Temperatur, nicht aber von der Größe der Schüttgutpartikel ab. Die geringen Abweichungen der beiden parallel verlaufenden Graphen (Kurve  $\Delta, \blacktriangle$ ) lassen sich durch Abhängigkeit der Konstante  $C_3$  von  $\epsilon$  erklären.

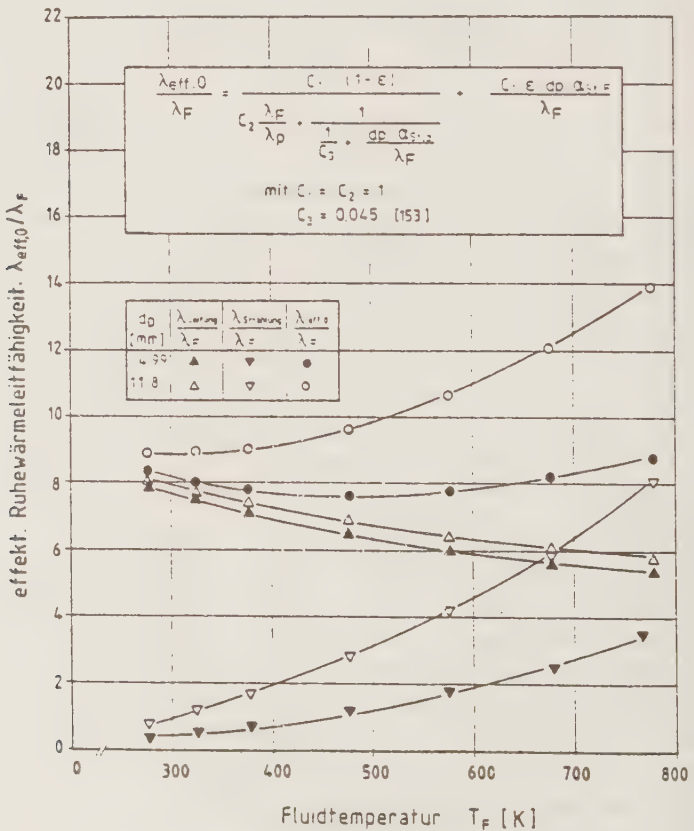


Abb. 4-12:

EINFLUSS DER TEMPERATUR DES STRÖMENDEN FLUIDS AUF  $\lambda_{\text{eff},0}/\lambda_F$  MIT UND OHNE BERÜCKSICHTIGUNG DER STRAHLUNG IN DEN HOHLRÄUMEN

Eine Weiterentwicklung des von YAGI et al. [153] entwickelten Modellsystems stellt die Arbeit von KUNII und SMITH [83,84] dar. Ihre Überlegungen schließen auch Haufwerke mit unterschiedlichen Schüttstrukturen und porösen Partikeloberflächen ein. Dem bekannten Ansatz Gl. (4-36) wurde als weiterer Summand der Lückengrad  $\varepsilon$  explizit mit hinzugefügt. Messungen u.a. von BEVERIDGE und HAUGHEY [19] sowie SCHERTZ und BISCHOFF [117] bestätigen diese Erweiterung, sofern das Verhältnis der molekularen Wärmeleitfähigkeit von Gas und Feststoff  $\lambda_F/\lambda_P < 1$  bleibt. Die den Strahlungstransport kennzeichnenden Funktionen Gl. (4-37) und Gl. (4-38) bleiben ebenfalls erhalten. Lediglich die drei verwendeten Konstanten  $C_1 - C_3$  geben dem neuen Ansatz eine andere Gewichtung. Für die Größen  $C_1$  und  $C_2$  sind die Werte  $C_1 = 1$  bzw.  $C_2 = 2/3$  einzusetzen. Die verbleibende Verhältniszahl  $C_3$  ist gemäß Gl. (4-39) zu verwenden

$$C_3 = \phi_2 + (\phi_1 - \phi_2) \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} . \quad (4-39)$$

Die Terme  $\phi_1$  und  $\phi_2$  lassen sich graphisch als Funktion von  $\lambda_P/\lambda_F$  aus [84] ermitteln.

Im Vergleich zu den oben beschriebenen Berechnungsverfahren soll das Verfahren von ZEHNER und SCHLÜNDER [155-158] alle möglichen Einflußgrößen realistisch erfassen. Der Einfluß der Porosität und der Form des Schüttguts auf die effektive Wärmeleitfähigkeit nicht durchströmter Schüttungen wird durch spezielle variable Formfaktoren berücksichtigt.

Die Wärmetransportwiderstände sind parallel geschaltet. Dementsprechend setzt sich die Bestimmungsgleichung für die effektive Wärmeleitfähigkeit aus zwei Anteilen zusammen:

$$\frac{\lambda_{eff,0}}{\lambda_F} = \varphi \cdot \frac{\lambda_F^*}{\lambda_F} + (1-\varphi) \cdot \frac{\lambda_{FP}}{\lambda_F} \quad (4-40)$$

$$\varphi = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon} \quad (4-41)$$

Der erste Term bezeichnet die infolge molekularer Leitung und Strahlung nur durch den Leerraum (Flächenanteil  $\varphi$ ) transportierte Wärme. Der zweite Summand dagegen berücksichtigt den Teil der Wärme, der sowohl durch die fluide Phase (ebenfalls durch molekulare Leitung und Strahlung) als auch durch die Partikel übertragen wird (Flächenanteil  $(1-\varphi)$ ). Für die entsprechenden Transportkoeffizienten  $\lambda_F^*$  und  $\lambda_{FP}$  sind die Definitionsgleichungen Gl. (4-42) bis Gl. (4-46) maßgebend

$$\frac{\lambda_F^*}{\lambda_F} = 1 + \varepsilon \cdot Nu_{st} \quad (4-42)$$

(M = N):

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_{FP}}{\lambda_F} = \frac{2}{N-M} \cdot \left[ \frac{B \cdot N - M}{(N-M)^2} \cdot \ln \frac{N}{M} - \frac{B-1}{N-M} + \right. \\ \left. + \frac{B+1}{2 \cdot M} \cdot (N - M - 1) \right] \quad (4-43) \end{aligned}$$

(M = N):

$$\frac{\lambda_{FP}}{\lambda_F} = \frac{1}{(B-1) \cdot M} \cdot \left[ \frac{2}{3 \cdot M} \cdot \frac{B^3-1}{B-1} + (B+1) \cdot (1 - Nu_{st}) \right] \quad (4-44)$$

Die Beziehungen für die Abkürzungen M und N lauten:

$$M = B \cdot \frac{\lambda_F}{\lambda_p} \quad (4-45)$$

und

$$N = 1 + Bi_{st} \quad (4-46)$$

Ohne Berücksichtigung von Verschmutzungen der Partikeloberflächen sind die für die Wärmestrahlung geltenden Kenngrößen, die NUSSELT-Zahl  $Nu_{st}$  und die BIOT-Zahl  $Bi_{st}$ , identisch

$$Nu_{st} = Bi_{st} \quad (4-47)$$

$$= \frac{0.04 \cdot C_{st}}{\frac{2}{\varepsilon} - 1} \cdot \left[ \frac{T}{100} \right]^3 \cdot \frac{d_p}{\lambda_F} \quad (4-48)$$

Der in Gl. (4-45) enthaltene Faktor B erfaßt die Anzahl der in Zufallsschüttungen auftretenden punktförmigen Berührungen je Partikel

$$B = C \cdot \left[ \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right]^{1.1} \quad (4-49)$$

Der empirische Formfaktor C hängt ausschließlich von der Form der Schüttgutkörper ab und kann nur aus experimentellen Daten bestimmt werden. Für Gleichkugelschüttungen gilt

$$C = 1.25 \quad (4-50)$$

Im Gegensatz zu den komplexen und aufwendigen Berechnungsschemata erhält KRUPICZKA [81] für die Bestimmung von  $\lambda_{eff,0}$  ohne Strahlungsanteile durch dimensionsanalytische Betrachtungen die halbtheoretische Näherungsformel

$$\frac{\lambda_{eff,0}}{\lambda_F} = \left[ \frac{\lambda_p}{\lambda_F} \right]^A + B \cdot \log \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_F} \right) \quad (4-51)$$

mit

$$A = 0.280 - (0.757 \cdot \log \varepsilon) \quad (4-52)$$

$$\text{und } B = -0.057 \quad (4-53)$$

Die umfangreichen Untersuchungen umfassen eine sehr große Anzahl eigener und fremder Meßergebnisse. Gl. (4-52) berücksichtigt zwar den Einfluß des Lückenvolumens, vernachlässigt aber die Form und Gestalt der Partikel.

Ebenfalls ohne die Einflüsse der Wärmestrahlung explizit mit einzubeziehen, fassen SPECCHIA und SICARDI [128] die wichtigsten Arbeiten und Meßergebnisse zusammen. In Anlehnung an die Beziehungen von YAGI entwickeln sie die in Gl. (4-54) dargestellte modifizierte und reduzierte Korrelation

$$\frac{\lambda_{\text{eff},0}}{\lambda_F} = \frac{\varepsilon}{1.5} + \frac{C_1 \cdot (1 - \varepsilon)}{C_2 \cdot \left[ \frac{\lambda_F}{\lambda_P} \right] + C_3} \quad (4-54)$$

Die Verhältniszahlen  $C_1$  und  $C_2 = 2/3$  entsprechen denen von KUNII et al. [83,84]. Für  $C_3$  wird eine nur vom Lückengrad abhängige, aus zahlreichen Messungen ermittelte Funktion angegeben

$$C_3 = 0.312 \cdot \varepsilon^{2.32} \quad (4-55)$$

Ein Vergleich aller in dieser Arbeit aufgeführten Berechnungsverfahren zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff},0}$  ist in Abb. (4-13) graphisch dargestellt. Die Funktionsverläufe wurden für Glaskugeln mit Luft als strömendes Medium in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt ( $d_p = 11.82$  mm,  $\varepsilon \approx 0.4$ ). Deutlich erkennbar ist der Unterschied von  $\lambda_{\text{eff},0}/\lambda_F$  mit und ohne Berücksichtigung der Wärmestrahlungseinflüsse. Die Werte nach YAGI et al. sowie ZEHNER und SCHLÜNDER (Kurve ○, ▼) liegen für Temperaturen  $T_F > 500$  K ca. 17 - 45% (Kurve □) bzw. 50 - 120% (Kurve ●, △) über denen ohne Strahlung. Da bei den untersuchten Betriebszuständen Temperaturen bis 650 K (o. 1200 K, vgl. Kap. 6.5.4) auftreten, müssen bei der mathematischen Modellierung (vgl. Kap. 7) sowohl Leitungs- als auch Strahlungseinflüsse auf

die Ruheleitfähigkeit betrachtet werden. Lediglich bei niedrigen Temperaturen ( $T < 450\text{K}$ ) kann vereinfachend  $\lambda_{\text{eff},0}$  als konstant angenommen werden.

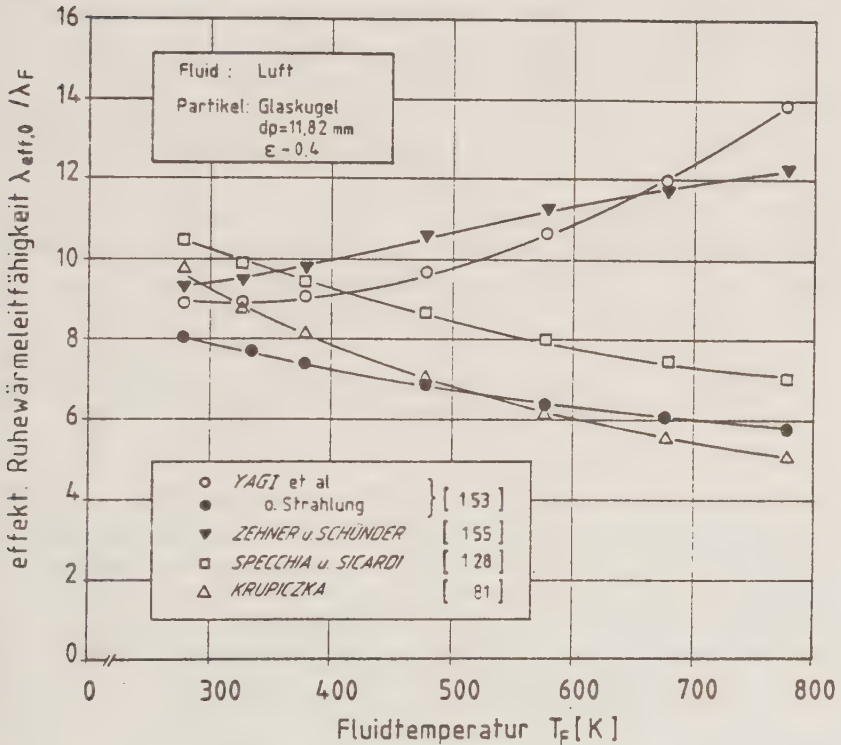


Abb. 4-13: EFFEKTIVE WÄRMELEITFÄHIGKEIT NACH VERSCHIEDENEN AUTOREN

Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Gewichtung der beiden Temperaturmechanismen in Abhängigkeit von  $T_F$  zeigt Abb. (4-14) den Verlauf von  $\lambda_{\text{Strahlung}} / \lambda_{\text{Leitung}}$  verschiedener Autoren.

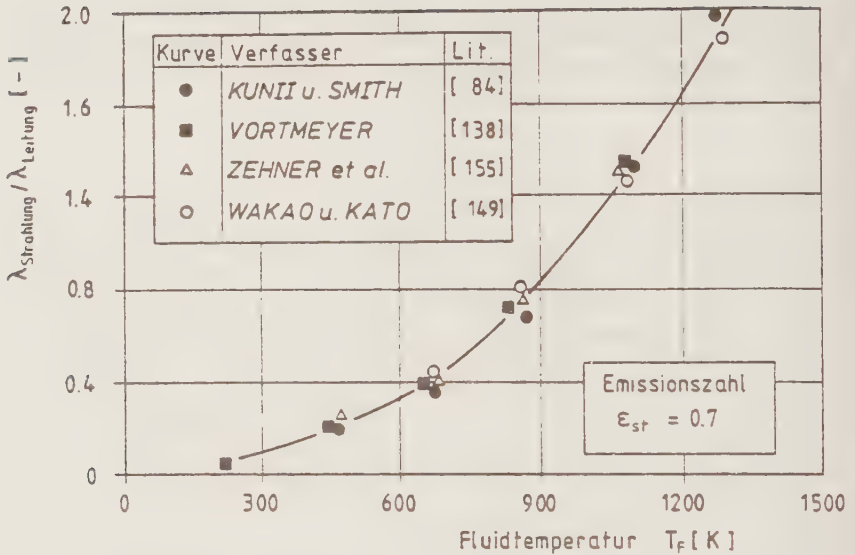


Abb. 4-14: VERGLEICH DER WÄRMELEITFÄHIGKEITSVERHÄLTNISSE  $\lambda_{\text{Strahlung}}/\lambda_{\text{Leitung}}$  NACH [139]

Obwohl die Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Phasen  $\lambda_p$  und  $\lambda_f$  nur in geringfügigem Maße oder überhaupt nicht vom Druck abhängen, kann sich für  $\lambda_{\text{eff},0}$  des kombinierten Systems einer Schüttung eine ganz erhebliche Beeinflussung ergeben [139]. Neben diesem auch als SMOLUCHOWSKY-Effekt bekannten Zusammenhang muß nach WAKAO und VORTMEYER [148] auch bei schlecht leitenden Schüttgutmaterialien eine Druckkorrektur erfolgen.

#### 4.5.1.2 Effektive Wärmeleitfähigkeit der durchströmten Schüttung

Im Gegensatz zum Energietransport in einem nicht durchströmten Festbett tritt beim Wärmetransport in gasdurchströmten Schüttungen zusätzlich zur molekularen Leitung und Strahlung ein weiterer Transportmechanismus in den Hohlräumen zwischen

den Partikeln auf, bedingt durch konvektive, turbulente Vermischung des strömenden Mediums. Der experimentell ermittelte Anstieg der effektiven Wärmeleitfähigkeit der gesamten Schüttung  $\lambda_{eff}$  bei steigender Strömungsgeschwindigkeit [40] muß neben den Parametern vor allem von den thermophysikalischen Stoffdaten des Gases (spezifische Wärme  $c_p$ , Dichte  $\rho_F$ , Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_F$  und dynamische Viskosität  $\eta$ ) abhängen. Dementsprechend besitzt  $\lambda_{Konvektion}$  einen isotropen Charakter im Vergleich zu  $\lambda_{Leitung/Strahlung}$ . Der von ZEHNER [155] beschriebene Befund, demzufolge der konvektive Anteil von der Wärmeleitfähigkeit der Partikel  $\lambda_p$  abhängen soll, wird von BAUER [12] widerlegt.

Zur mathematischen Beschreibung des effektiven Transportkoeffizienten  $\lambda_{eff}$  einer durchströmten Schüttung wird der Konvektionsterm  $(\lambda_{eff}/\lambda_F)_{Konvektion}$  in Gl. (4-3) durch einen den Strömungszustand kennzeichnenden Produktansatz  $\delta \cdot Pe_H$  [138, 153, 154] ersetzt

$$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} = \frac{\lambda_{eff,0}}{\lambda_F} + \delta \cdot Pe_H \quad (4-56)$$

Für die Peclet-Zahl  $Pe_H (= w_m \cdot d_p / a_t)$  ist es zweckmäßig, die physikalische Beziehung Gl. (4-59) zu verwenden, da  $w_m \cdot \rho_F$  im Gegensatz zu  $w_m$  konstant bleibt

$$Pe_H = Re \cdot Pr \quad (4-57)$$

$$= \frac{w_m \cdot d_p}{\nu_F} \cdot \frac{(\nu \cdot \rho \cdot c_p)_F}{\lambda_F} \quad (4-58)$$

$$= \frac{(\rho \cdot c_p)_F \cdot w_m \cdot d_p}{\lambda_F} \quad (4-59)$$

Zahlreiche in der Literatur beschriebenen experimentellen Untersuchungen bestimmen den Strömungseinfluß analog dem additiven Aufbau von Gl. (4-56). Unterschiede treten jedoch in der Definition der Konstanten  $\delta$  auf.

Ohne Berücksichtigung möglicher Strahlungseinflüsse ermittelten YAGI et al. durch Messungen an Kugelschüttungen Werte zwischen  $\delta = 0.8$  (Glaskugeln) und  $\delta = 0.7$  (Stahlkugeln) für  $1 < Re' < 40$ . Obwohl die Stoffwerte der beiden Schüttgutmaterialien stark voneinander differierten, ergab sich fast der gleiche Wert (vgl. auch [136]). Dies bekräftigt die getroffene Annahme, daß der Term  $\delta \cdot Pe_H = \delta \cdot Re \cdot Pr$  praktisch unabhängig von der Wärmeleitfähigkeit der Partikel ist. Bestätigt wurde der  $\delta$ -Bereich ebenfalls durch die empirische Korellation von IKEDA et al. (vgl. [29]), die zusätzlich den Einfluß des Quotienten der molekularen Wärmeleitfähigkeiten von Gas und Feststoff betrachteten

$$\delta = 0.14 \cdot \left[ \frac{\lambda_K}{\lambda_F} \right]^{0.6} . \quad (4-60)$$

Nach Untersuchungen von BAUER [12], OLBRICHT und POTTER [99] sowie ZEHNER [150] läßt sich für den konvektiven Transport auch eine Abhängigkeit vom Verhältnis Rohr- zu Partikeldurchmesser feststellen. Analog zum Stofftransport erhält man für  $\delta = 1/K$  eine adäquate Beziehung

$$\left[ \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} \right]_{\text{Konvektion}} = \frac{Pe}{K} . \quad (4-61)$$

Der Vergleich der Konstanten  $K$ , bestimmt mit unterschiedlichen Meßwerten [12,98,154], in Abb. 4-15 verdeutlicht den breiten Einflußbereich von  $D_R/d_p$ .

Im Gegensatz zu Untersuchungen, nach denen sich der Wandeinfluß nur bis  $D_R/d_p \approx 10$  bemerkbar machen soll, zeigt die Korrekturfunktion

$$K = k_1 \cdot \left[ 2 - \left[ 1 - \frac{2}{\left[ \frac{D_R}{d_p} \right]} \right]^2 \right] . \quad (4-62)$$

ein anderes Ergebnis. Erst für Werte um 30 nähert sich die Kurve b (Kugeln) dem konstanten Grenzwert 7.5 an. Der Wert für andersgeformte Partikel (Kurve a) liegt höher ( $K = 8.7$ ).

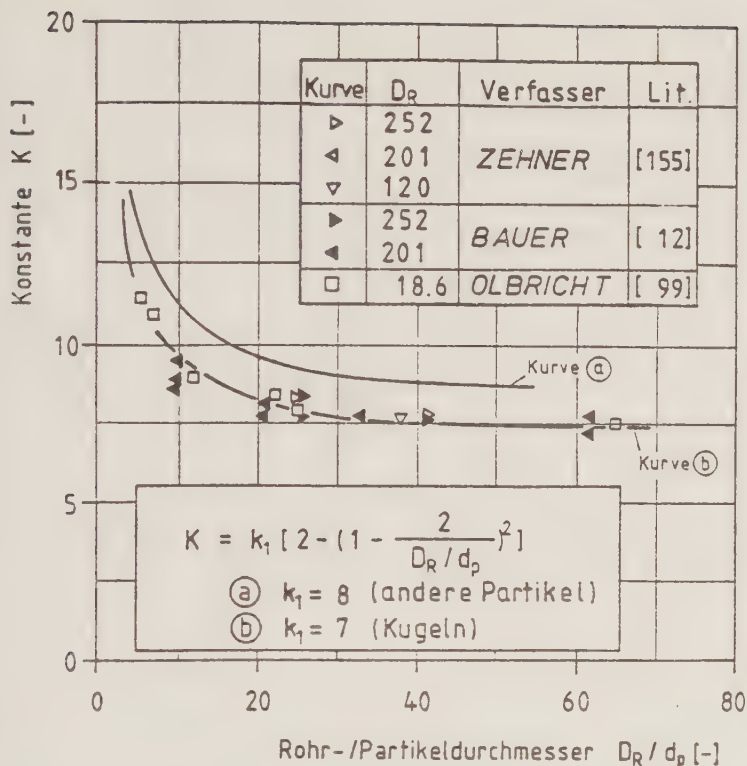


Abb. 4-15: EINFLUSS DES VERHÄLTNISSSES  $D_R/d_p$  AUF DIE KONSTANTE K

In Anlehnung an die theoretischen Betrachtungen von VORTRUBA et al. [144] sowie die meßtechnischen Ergebnisse von DIXON und CRESSWELL [38] sowie von GUNN und SOUZA [56] korrelierten VORTMEYER und ADAM [135] eine von Gl. (4-56) abweichende Form

$$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} = \frac{\lambda_{eff,0}}{\lambda_F} + \frac{f_1 \cdot Pr \cdot Re / d_p}{1 + f \cdot \nu_N \cdot Re / d_p} \quad (4-63)$$

Die Beziehung (4-63) enthält die Überlegung, daß die zur Bestimmung des konvektiven Transportkoeffizienten notwendigen Korrelationen nicht allein mit der Reynolds-Zahl durchzuführen sind. Als richtigen Korrelationsparameter geben [140] die auf den freien Querschnitt bezogene mittlere Gasgeschwindigkeit  $w_m$  an. Bei Gleichkugelschüttungen gelten für die Koeffizienten  $f_1$  und  $f_2$  die in Tab. (4-1) aufgelisteten Daten. In ihnen sind auch die Effekte durch den Einsatz von anderen strömenden Gasen als Luft enthalten.

| Partikel  | $f_1$ [s/m] | $f_2$ [s/m] |
|-----------|-------------|-------------|
| Metall    | 0.0260      | 75.0        |
| Glas      | 0.0110      | 25.0        |
| $Al_2O_3$ | 0.0088      | 79.6        |

Tab. 4-1: Koeffizienten  $f_1$  und  $f_2$  für Gl. (4-63)

Die von KUNII und SMITH [84] erstellte Beziehung

$$\left[ \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} \right]_{\text{Konvektion}} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} + h_2 \quad (4-64)$$

mit  $h_2 = 0.1$  bis  $0.16$  wurde von HEMPEL [62] in Anlehnung an SCHLÜNDER erweitert. Er ersetzte den empirischen Koeffizienten durch einen geschwindigkeitsabhängigen Term

$$\left[ \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} \right]_{\text{Konvektion}} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_F} + (\varrho \cdot c_p)_F \cdot D_r \cdot \quad (4-65)$$

Für die Bestimmung des Dispersionskoeffizienten  $D_r$  kann auf die einfachen Definitionsgleichungen des Stofftransports zurückgegriffen werden.

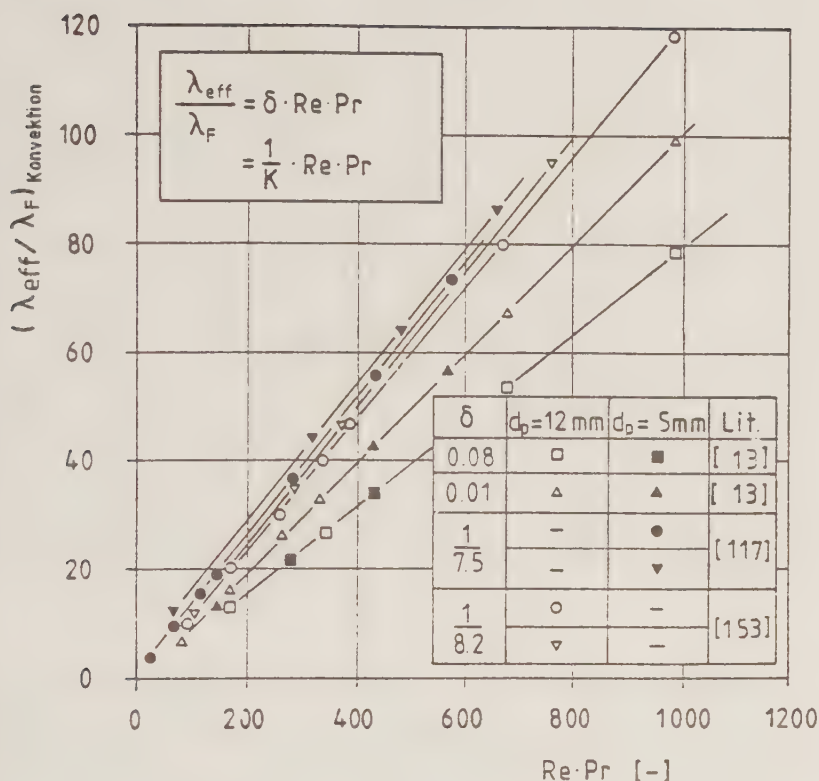


Abb. 4-16: KONVEKTIVER ANTEIL DER EFFEKTIVEN WÄRMELEITFÄHIGKEIT DURCHSTRÖMTER SCHÜTTUNGEN

Ein Vergleich aller aufgeführten Berechnungsvorlagen für den konvektiven Anteil der effektiven Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{eff}$  führt zu den in Abb. 4-16 dargestellten Verläufen. Die berechneten Kurven zeigen deutlich einen linearen Anstieg von  $(\lambda_{eff}/\lambda_F)_{Konvektion}$  als Funktion der Durchströmgeschwindigkeit

keit. Legt man einheitlich für alle Gleichungen eine effektive Ruhewärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff},0}$  entsprechend Gl. (4-36) - Gl. (4-38) fest, so bestätigt die graphische Gegenüberstellung die von YAGI und KUNII vorgeschlagene Aufspaltung und additive Überlagerung zweier unabhängiger Anteile. Gleichzeitig wird aber auch deutlich, daß die mit höheren Peclet-Zahlen steigenden Wärmeleitfähigkeitsverhältnisse des strömenden Zustands um ein Vielfaches größer sind als die auf Gas bezogenen effektiven Wärmeleitfähigkeiten der nicht durchströmten Schüttung. Es wäre also falsch, für  $Pe_H < 300$  das komplexe und zeitintensive ZEHNER-Modell zu verwenden, wenn die bei der Benutzung einfacher Methoden auftauchenden Fehler durch die parallel ablaufenden, konvektiven Transportmechanismen stark relativiert werden. Die Bestimmung von  $\lambda_{\text{eff},0}/\lambda_F$  nach Gl. (4-40) bis Gl. (4-50) ist nur in Sonderfällen sinnvoll, in denen durch besondere Form und Gestalt der Schüttgutpartikel bzw. deren Struktur sowie durch die Materialbeschaffenheit (Oxidschicht und Kontaktflächeneinfluß) die Berücksichtigung aller Systemparameter zu erfolgen hat.

Für die Bestimmung des konvektiven Transportkoeffizienten ( $\lambda_{\text{eff}}/\lambda_p$ ) Konvektion wird die durch zahlreiche Messungen (vgl. Abb. 4-16) belegte Beziehung Gl. (4-63) verwendet. Zum Ausgleich großer Durchmesser-Verhältnisse  $D_R/d_p$  muß eine Korrektur nach Gl. (4-62) erfolgen. Als Koeffizient ist der Wert  $k_1 = 7$  einzusetzen.

#### 4.5.2 Wärmeübergang Fluid/Partikel

Gegenüber dem Stofftransport bedarf die Beschreibung der Wärmeaustauschmechanismen in Schüttungen einer sehr viel komplexeren Betrachtungsweise. Dabei ist zwischen einem fluidmechanischen und einem kinetisch kontrollierten Bereich zu unterscheiden. Zusätzlich zum Wärmeübergang in der fluid-

den Phase wird Wärme u.a. auch in den Partikeln bzw. durch die geometrische Schüttungsbegrenzung (nicht adiabates Haufwerk) und durch thermische Strahlung transportiert.

In homogenen Schütttschichtsystemen wird der größte Teil der Wärme zwischen dem Fluid und den Partikeln übertragen. Je nach Problemstellung lassen sich einige der zahlreichen Einzelmechanismen des Wärmeaustauschs (vgl. Abb. (4-11)) durch geeignete Annahmen vernachlässigen bzw. mittels empirischer Korrelationen zusammenfassen. Bei Schüttungen mit adiabater Betriebsweise zum Beispiel bleiben die Austauschvorgänge zwischen Wand und Schüttgut unberücksichtigt. Ebenfalls vernachlässigt werden kann der Einfluß der Wärmestrahlung auf die Wärmedispersion. Es genügt im allgemeinen eine implizite Erfassung bei der Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit des nicht durchströmten Festbetts.

Die komplexen Wärmetransportvorgänge zwischen Schüttgutpartikeln und Fluid werden üblicherweise durch die NUSSELT-Zahl in Abhängigkeit von dem Produkt aus der Reynolds-Zahl und der Prandt-Zahl  $Re' \cdot Pr$  charakterisiert

$$Nu = f(Re', Pr) . \quad (4-66)$$

Für die Nusselt-Zahl gilt die Definition

$$Nu = \frac{\alpha_{FP} \cdot d_p}{\lambda_F} . \quad (4-67)$$

Die Kenngröße  $Pr (= Pe/Re')$  ist eine reine Stoffeigenschaft. Sie bezeichnet das Verhältnis zwischen dem thermischen und dem hydrodynamischen Verhalten. Ihr Einfluß auf den Wärmeübergang wurde in zahlreichen Untersuchungen empirisch ermittelt. Danach geht die Prandt-Zahl mit dem Exponenten  $1/3$  eine Produktbeziehung analog dem Stofftransport ein

$$Nu = j_H \cdot Re' \cdot Pr^{0.33} . \quad (4-68)$$

Für den dimensionslosen COLBURN-Faktor  $j_H$  gilt:

$$j_H = \frac{Nu}{Re' \cdot Pr} \cdot Pr^{2/3} \quad (4-69)$$

$$= \frac{\alpha_{FP}}{w \cdot (\ell \cdot c_p)_F} \cdot \left[ \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda_F} \right]^{0.66} \quad (4-70)$$

Ein Vergleich der beiden von COLBURN definierten Koeffizienten für den Wärme- und Stoffübergang  $j_H$  und  $j_N$  liefert eine zur Analogiebetrachtung adäquate Beziehung [29]:

$$\frac{\alpha_{FP}}{\beta_{FP}} = (\ell \cdot c_p)_F \cdot \left[ \frac{Sc}{Pr} \right]^{0.33} \quad (4-71)$$

Insbesondere erhält man bei Vernachlässigung möglicher Kompressions- und Reibungswärmen, d.h. für  $Sc = Pr$  das einfache Gesetz

$$Nu = Sh \quad (4-72)$$

Eine vollständige Analogie zwischen Stoff- und Wärmetransport ermöglicht also für die Erfassung der Wärmeübergangsbeziehungen die Verwendung adäquater Gleichungen des Stofftransports (vgl. Kap. 4.4). Für die meisten Meßergebnisse ist festzustellen, daß die ermittelten korrelativen Wärmeübergangsbeziehungen generell höhere Werte liefern als analoge Stoffwerte [29]. Eine Zusammenstellung vieler Beziehungen findet sich bei [8-10].

Grundsätzlich sind die Ergebnisse exakter Wärmeübergangsmessungen nur bedingt gültig. Die in der Grenzschicht ablaufenden Vorgänge lassen sich nicht direkt erfassen. Zusätzlich verhindern prinzipielle Diskrepanzen der verschiedenen Meßmethoden und ungenügende Systematik bei der Untersuchung möglicher Einflußparameter einen direkten Vergleich der Mes-

sungen samt Korrelationen. Als Wirkfaktoren sind insbesondere die Auswirkungen des Lückengrads  $\varepsilon$ , des Verhältnisses Bett-/Partikeldurchmesser  $D_R/d_p$ , der verschiedenen Schüttgutformen und -größen sowie der Ruhewärmeleitfähigkeit zu nennen. Auch Größen wie z.B. Fluid, Querschnittsbelastung und Druck wurden wenig variiert. Die zur Messung der Wärmeübergangskoeffizienten eingesetzten unterschiedlichen Versuchstechniken bedingen auch eine andere Substanz der  $\alpha_{FP}$ -Werte. Zum Beispiel besitzt der Transportkoeffizient in Schüttungen mit adiabaten Wänden (axiale Wärmeleitung und Konvektion) eine andersartige physikalische Bedeutung als ein Festbettsystem mit beheizten Wänden, in dem der Wärmeübergang durch die Transportmechanismen Wand/Partikel und Wand/Fluid bei gleichzeitiger radialer Leitung und Fluid/Partikel-Konvektion kontrolliert wird. Die Wärmeübergangszahl wird ebenfalls durch die Materialeigenschaften der Schüttgutpartikel beeinflusst. Unterschiede bei den thermischen Stoffdaten führen zu stark variierenden Korrelationsbeziehungen. Ein Vergleich der experimentell ermittelten Funktionen über der Reynolds-Zahl zeigt die erwartete große Streuung [51].

Die wichtigsten der in der Literatur existierenden Meßergebnisse und Wärmeübergangsgleichungen wurden von BÜDICKER [29] in Anlehnung an die umfassenden Arbeiten von BAKER [7] sowie BALAKRISHAN und PEI [10] zusammengefaßt, ergänzt und einer kritischen Bewertung hinsichtlich Vergleichbarkeit und Gültigkeitsbereich unterzogen.

Entsprechend der in dieser Arbeit verwendeten Schütttschichtanordnungen gelten für einen relevanten Reynolds-Bereich von  $Re' < 1000$  die nachfolgend aufgeführten Funktionen:

RANZ [109]  $(1 < Re/\varepsilon < 70000)$ :

$$Nu = 2 + 0.6 \cdot \left[ \frac{Re'}{\varepsilon} \right]^{0.5} \cdot Pr^{0.33} \quad (4-73)$$

BAUMEISTER und BENNET [14] (200 < Re < 10400):

$$Nu = 0.922 \cdot Re^{0.66} \cdot Pr^{0.33} . \quad (4-74)$$

DE ACETIS und THODOS [1] (25 < Re < 2136):

$$Nu = 1.09 \cdot Re^{0.68} \cdot Pr^{0.33} . \quad (4-75)$$

GUPTA et al. [58] (10 < Re < 10000):

$$Nu = \left[ \frac{2.876}{\varepsilon \cdot Re} + \frac{0.3023}{\varepsilon \cdot Re^{0.33}} \right] . \quad (4-76)$$

SCHLÜNDER [119] (1 < Re < 100000):

$$Nu = (1 + 1.5 \cdot (1-\varepsilon)) \cdot \left[ 2.0 + 0.6 \left[ \frac{Re}{\varepsilon} \right]^{0.5} \cdot Pr^{0.33} \right] . \quad (4-77)$$

GNIELINSKI [51] (10 < Re < 10000):

$$Nu = (1 + 1.5 \cdot (1-\varepsilon)) \cdot \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \quad (4-78)$$

$$\text{mit } Nu_{lam} = 0.664 \cdot Re^{0.5} \cdot Pr^{0.33} \quad (4-79)$$

$$Nu_{turb} = \frac{0.037 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr}{1 + 2.443 \cdot Re^{-0.1} \cdot (Pr^{0.66} - 1)} . \quad (4-80)$$

In Abb. 4-17 sind die Wärmeübergangsbeziehungen Fluid/Partikel und deren graphischer Verlauf dargestellt. Als spezifische Daten werden die der eigenen Versuchsanlage eingesetzt. Zur Orientierung enthält die Graphik den für die eigenen Versuche maßgebenden  $Re'$ -Bereich.

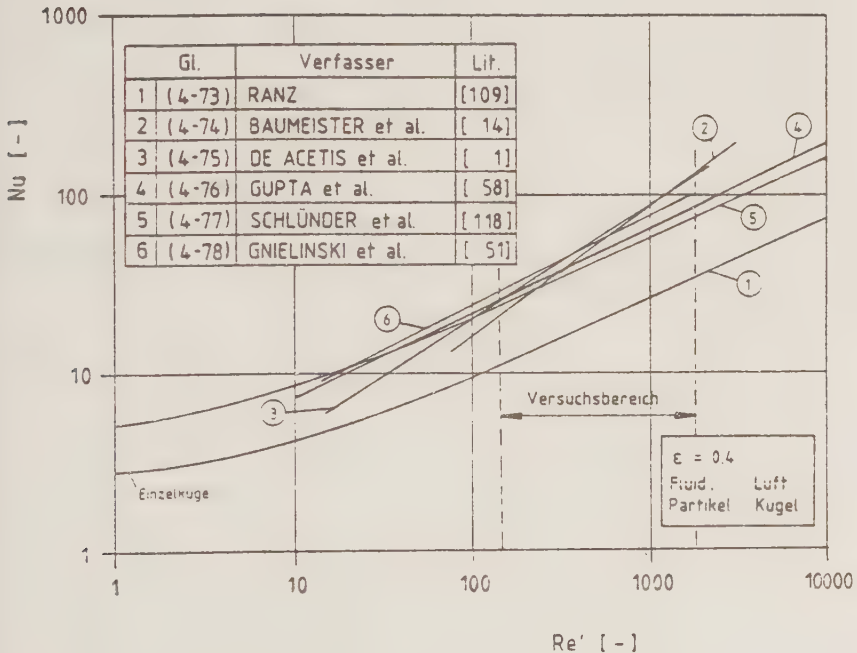


Abb. 4-17: VERGLEICH DER  $NU$ -BEZIEHUNGEN FÜR DEN WÄRME-ÜBERGANG FLUID/PARTIKEL IN GASDURCHSTRÖMTEN SCHÜTTUNGEN

Alle Kurven liegen oberhalb des für die Einzelkugel charakteristischen Verlaufs. Die mit den unterschiedlichen empirischen Gleichungen bestimmten  $Nu$ -Zahlen differieren im relevanten  $Re'$ -Bereich nur bis zu 30%. Erst unterhalb bzw. oberhalb dieser Grenzen steigen die Abweichungen stark an.

Im Bereich kleiner  $Pe'$ -Zahlen liegen die meisten experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{fp}$  um mehrere Größenordnungen unter den theoretisch zu erwartenden Werten. Für  $Re' = 200 \dots 0.03$  fallen die gemessenen Nusselt-Zahlen bis zu vier Zehnerpotenzen unter die Werte für die umströmte Einzelkugel ( $Nu_{min} = 2$  [66]). MARTIN [93] versucht entsprechend dem Ansatz von SCHLÜNDER [121], diesen auch "Festbett-Anomalie" genannten Zusammenhang durch eine physikalische Interpretation zu erklären. Er teilt dazu die gesamte Schüttung in Gebiete unterschiedlicher Porosität auf. Gemäß der Druckverlustgleichung (vgl. (Gl. 4-18)) werden diese Haufwerksabschnitte bei gleicher anliegender Druckdifferenz ungleich durchströmt. Der durch die Schüttung fließende Volumenstrom teilt sich den Lückengraden entsprechend auf (Bypass-Effekt). Dadurch wird die Intensität der Wärmeübertragung eine Funktion des Durchsatzes und der Reynolds-Zahl.

Im Gegensatz dazu interpretiert RIQUARTS [112] die Diskrepanz zwischen hohen und niedrigen  $\alpha_{fp}$ -Werten mit Hilfe von Dispersionseffekten. Aufbauend auf Untersuchungen von VORTMEYER und LE MONG [142] stellt er das Phänomen als einen bilanzabhängigen Effekt und nicht als physikalischen Vorgang dar. Je nachdem, in welchem Umfang Dispersionseffekte (Strahlung, Wärmetransport durch Kontakt, Turbulenzeinflüsse) bei der Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten aus experimentell bestimmten Temperaturverläufen berücksichtigt werden, ergeben sich  $\alpha_{fp}$ -Werte unterschiedlichen physikalischen Inhalts und verschiedener Größenordnung. Zu einem ähnlichen Ergebnis gelangen auch WAKAO et al. [147].

Für die mathematische Modellierung der eigenen Versuchsanlage wird die Wärmeübergangsbeziehung von GNIELINSKI [51] Gl. (4-78) bis Gl. (4-80) verwendet. Auch MARTIN [88] bestätigt diesen Ansatz. Die angenommene vollständige Analogie zwischen Stoff- und Wärmeübergang an den Partikeln zeigt im Vergleich zu der Korrelation von WAKAO und FUNAZKRI [146] fast gleiche Ergebnisse.

## 5. Beschreibung der Versuchsanordnungen

Zur systematischen Erfassung der Vermischungsvorgänge in technischen Systemen wurde am Lehrstuhl für Energieanlagen-technik die semitechnische Versuchseinrichtung "Komplex durchströmtes Festbett" entwickelt. Das Grundkonzept geht auf RODENHÄUSER [113] zurück. Zur Simulation der in der Praxis üblichen Anströmgeometrien werden sowohl die seitliche Brenner- als auch die Bodenbrennerkonzeption realisiert. Alle ausgeführten Versuchsanordnungen (vgl. Tab. 5-1) unterliegen einer stationären, isothermen bzw. adiabaten Betriebsweise.

| Anströmgeometrie        | Betriebszustand |         | Meßverfahren |       |
|-------------------------|-----------------|---------|--------------|-------|
|                         | isotherm        | adiabat | über S.      | in S. |
| axial / peripher        | X               | X       | X            |       |
| koaxial                 | X               | X       | X            | X     |
| koaxial mit Heizpatrone | X               | X       | X            |       |
| koaxial mit Brenner     | X               | X       | X            |       |

Tab. 5-1: SOM - Versuchsanlagen

### 5.1 Aufbau des Festbettreaktors

#### 5.1.1 Axial/peripher angeströmtes Haufwerk mit Temperaturbeaufschlagung des peripheren Fluidstroms (Modellvariante I)

Das Schema der Anlage mit axial/peripherer Anströmung ist aus Abb. 5-1 zu ersehen. Kernstück des Systems bildet ein modular aufgebauter, zylindrischer Festbettreaktor. Die einzelnen, unterschiedlich hohen Edelstahlsegmente sind über

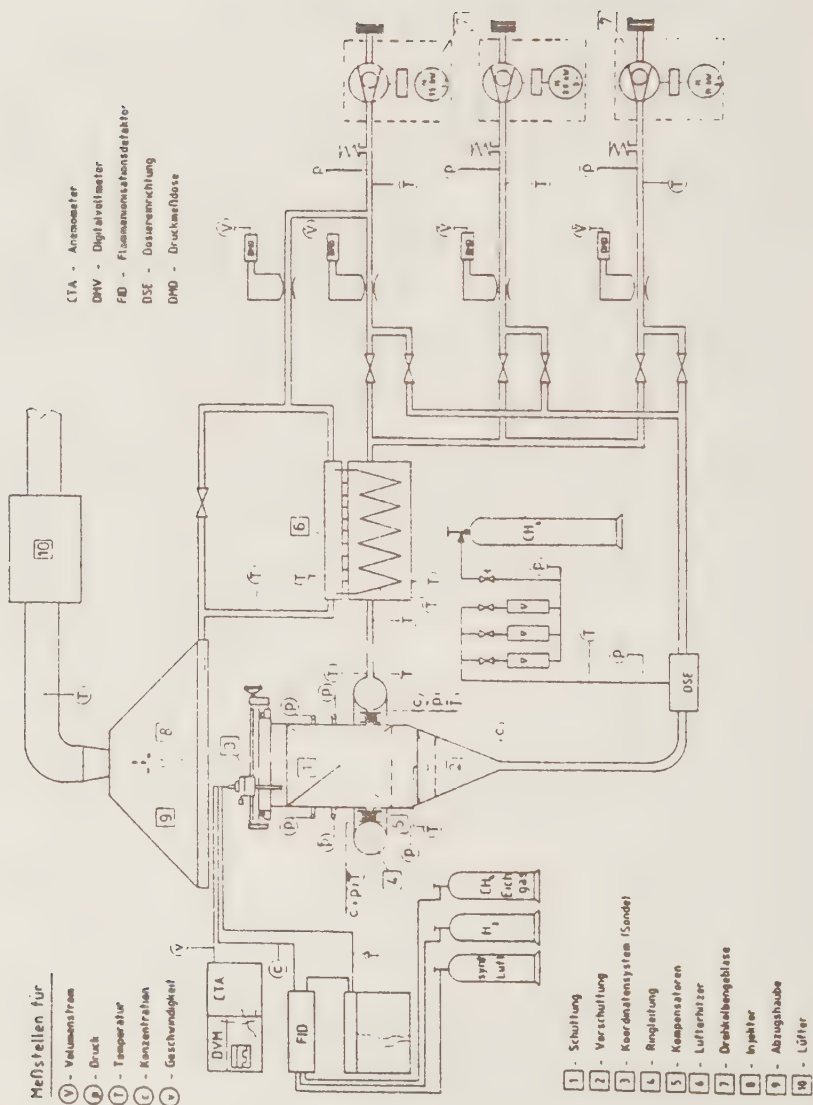


Abb. 5-1:

SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DER VERSUCHSANLAGE  
 "KOMPLEX DURCHSTRÖMTES FESTBETT" MIT AXIAL/  
 PERIPHERER ANSTRÖMUNG

Flansche miteinander verbunden. Dies gewährleistet eine bereichsweise Änderung der axialen Geometrie und damit eine weitgehende Variation des Verhältnisses von Füllkörperdurchmesser  $d_p$  zu Säulenhöhe  $H_S$ . Aus Stabilitätsgründen sowie für mögliche Erweiterungen des Reaktors wurde eine Wandstärke von 8 mm gewählt. Zur Vermeidung von Einflüssen der Randgängigkeit auf die in der Schüttung ablaufenden Vorgänge darf der Quotient  $d_p/D_R$  (vgl. Kap. 4.2) einen Wert von 5% des mittleren Lückengrads  $\varepsilon$  nicht überschreiten. Unter den zusätzlich zu beachtenden fertigungstechnischen Gegebenheiten wurde ein Bettdurchmesser von  $D_R = 253$  mm gewählt.

Voraussetzung für die gewünschte rotationssymmetrische Betrachtungsweise ist eine gleichmäßige Anströmung des Festbetts. Als Anströmböden lassen sich verschiedene Edelstahlgitter (Feinlochblech Comidur 98; geschweißter Boden. Fa. Hein & Lehmann) einsetzen. Sie erzeugen aufgrund ihrer speziellen Konstruktion und dem daraus resultierenden Druckverlust (vgl. Kap. 4.3.1) eine gleichgerichtete Strömung. Ähnliche Eigenschaften bietet sowohl die unterhalb des Anströmbodens auf einem einfachen Gitter aufliegende Kugelschüttung als auch die als Venturi-Rohr ausgelegte Erweiterung des Rohrquerschnitts des Luftversorgungssystems auf die erforderlichen Reaktorabmessungen.

Die periphere Zuströmung erfolgt mittels sechs symmetrisch am Reaktorumfang angeordneter radialer Stutzen ( $d_E = 60$  mm), die über eine zweifach angeströmte Ringleitung gleichmäßig beaufschlagt werden. Im Betrieb auftretende Wärmedehnungen werden durch Wellenschlauch-Metallkompensatoren ausgeglichen, deren maximal mögliche radiale Stauchung 4 mm beträgt. Zusätzliche in die seitlichen Öffnungen integrierbare Messingstutzen gestatten eine Änderung des Einspeisedurchmessers  $d_E$  zwischen 10 und 60 mm. Um ein mögliches Eindringen des Schüttgutes in die Zuströmgeometrie zu verhindern, sind die inneren Abschlußflächen mit Maschengittern ausgelegt. Das gesamte Schachtofenmodell einschließlich der heißen Gaszuführung ist mit ISOVER-Mineralwolle gegen Wärmeverluste geschützt. Die Isolationsdicke beträgt 200 mm, aus konstruk-

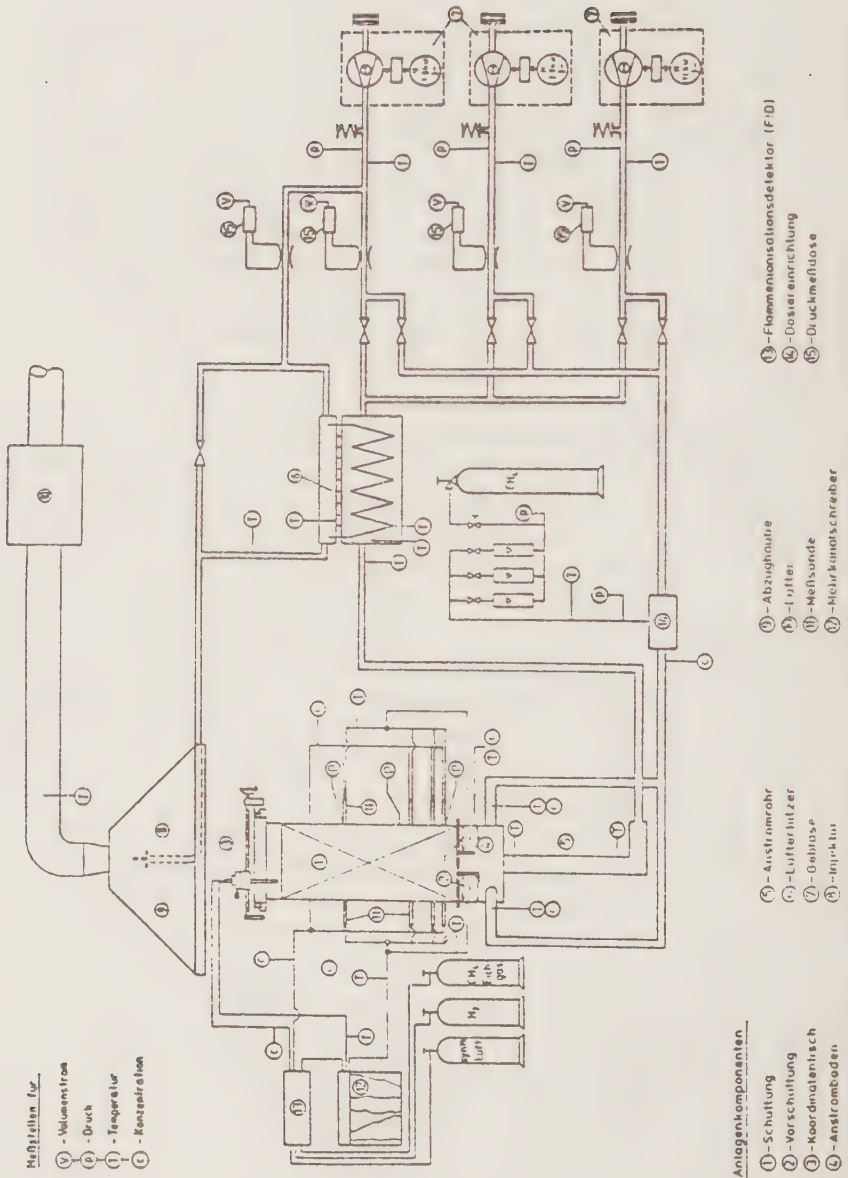


Abb. 5-2:

SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DER VERSUCHSANLAGE  
"KOMPLEX DURCHSTRÖMTES FESTBETT" MIT KOAXIALER  
ANSTRÖMUNG

tionstechnischen Gründen teilweise sogar ein Mehrfaches. Abgeschlossen wird das System durch einen Edelstahlblechmantel ( $d = 1 \text{ mm}$ ). Die durchgeführten Maßnahmen gewährleisten für den Reaktorbetrieb mit heißer Gaszuführung ein adiabates Verhalten. Dies wurde durch umfangreiche Temperaturmessungen sichergestellt. Lediglich an den Gestellauflagepunkten für die Ringleitung treten infolge von Wärmeleitung Verluste auf. Für einen peripheren Volumenstrom zwischen 50 und 200  $\text{m}^3/\text{h}$  (i.N.) bedeutet dies einen Temperaturabfall von ca. 6%. Auf das thermische Verhalten des Reaktors hat dies jedoch keinen Einfluß, da die "Systemgrenzen" unberührt bleiben. Zur experimentellen Bestimmung der in der Anlage auftretenden verschiedenen Druckverluste werden sowohl die periphere als auch die axiale Zuströmgeometrie mit zahlreichen statischen Druckmeßstellen versehen.

#### 5.1.2 Koaxial angeströmtes Haufwerk mit Temperaturbeaufschlagung des zentralen Fluidstroms (Modellvariante II)

Im Vergleich zu dem in Kap. 5.1.1 beschriebenen Schachtofenmodell (vgl. Abb. 5-2) entfallen alle peripheren Zuleitungselemente. Das Festbett wird von den unterschiedlichen Fluidströmen gleichzeitig von unten, d.h. koaxial angeströmt. Wie aus Abb. 5-3 zu ersehen, setzt sich die geänderte Anströmgeometrie aus dem inneren Rohr und dem äußeren Kreisringzylinder zusammen. Beide sind über eine gleichzeitig als Isolation ausgeführte Preßdichtung miteinander gekoppelt und über eine Halterung in sich zentriert. Die nicht formschlüssige Verbindung ermöglicht bei Bedarf eine Verschiebung des Zentralrohrs in die Schüttung hinein (vgl. GLASER [48] und Sinclair u. Potter [126]).

Aufgrund der geringen Bauhöhe sowie des eingebrachten Dämmmaterials läßt sich die Temperaturerhöhung des äußeren Luftstroms infolge des Wärmeübergangs durch die inneren Wände auf ca. 6 K begrenzen. Abgeschlossen werden die innere und

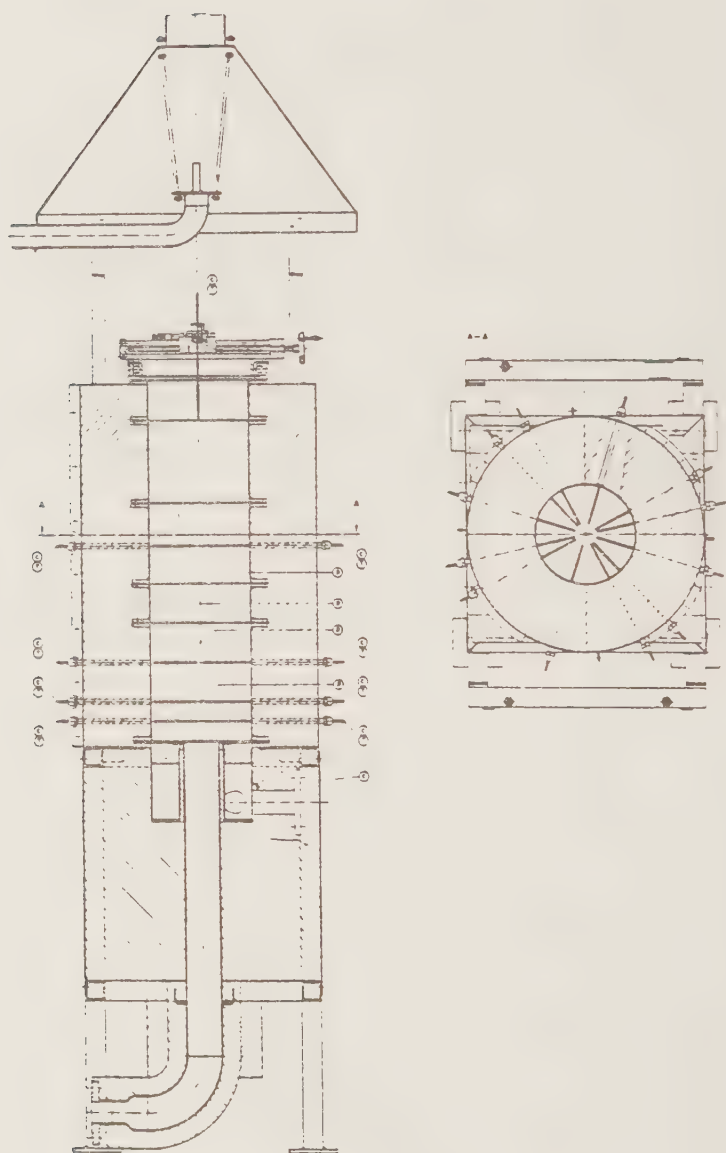


Abb 5-3: SCHACHTOFEN MIT KOAXIALER ANSTRÖMUNG

die äußere Zustromfläche durch Feinlochbleche Comidur 98. Im inneren Rohr kann wegen der geraden Länge von 0.8 m auf eine Vorschüttung verzichtet werden. Hingegen impliziert die doppelte seitliche Luftzuführung (Drallwirkung) des äußeren Bereichs eine Beruhigungsschüttung, die das infolge der Umlenkung von der radialen Eintritts- in die axiale Austrittsrichtung resultierende ungleichförmige Geschwindigkeitsfeld homogenisiert.

Ähnlich wie bei der Modellvariante I mit peripherer Anströmung kann die axiale, statische Druckverteilung an der Reaktorwand über einfache Druckmeßstellen erfaßt werden. Gleichfalls zu messen sind die Druckverluste des verwendeten Anströmbodens. Je nach Betriebszustand und Größe des Volumenstroms ergeben sich unterschiedlich hohe Druckverluste (vgl. Abb. 5-4).

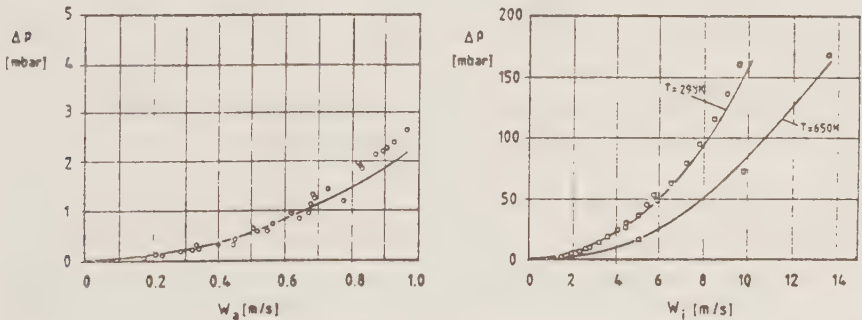


Abb. 5-4: DRUCKVERLUSTVERLAUF DER EINTRITTSGEOMETRIEN INNEN UND AUSSEN UNTER BERÜCKSICHTIGUNG ISOTHERMER UND ADIABATER BETRIEBSFÜHRUNG

Deutlich erkennbar sind die großen Unterschiede zwischen innen und außen sowie innen die geringen Werte beim Betrieb der Anlage mit aufgeheiztem Gas. Die Isolierung der heißen Bestandteile erfolgte entsprechend dem schon bestehenden Modell mit Mineralfaserdämmstoffen. Dabei konnte die Isolierschicht des Reaktors selbst geringer ausgeführt werden, da der äußere, kalte Luftstrom keinen nennenswerten Temperaturanstieg an der Reaktorwand zuläßt.

5.1.3 Koaxial angeströmtes Haufwerk mit einem in die Schüttung eingebetteten Heizkörper (Modellvariante III)

Im Gegensatz zu der Modellvariante II wird dem Reaktor kein schon aufgeheizter Luftstrom zugeführt. Die Erwärmung erfolgt mittels eines Heizkörpers mit einer maximalen Oberflächentemperatur von  $T = 500 \text{ K}$ . Die verwendete Heizpatrone ( $d = 25 \text{ mm}$ ,  $L = 80 \text{ mm}$ ) liegt frei in der Schüttung, ist aber auf die Reaktorsymmetrieachse zentriert. Der zwischen Heizkörper und Anströmboden bestehende Abstand ist frei wählbar. Die möglicherweise durch die in der Schüttung verlaufende elektrische Leitung entstehende Randgängigkeit (bevorzugte Strömung entlang der Leitung) kann vernachlässigt werden, da der Durchmesser der Leitung um ein Vielfaches kleiner ist als der der untersuchten Schüttgutpartikel.

5.1.4 Koaxial angeströmtes Haufwerk mit zentralem  $\text{CH}_4$ -Luft-Brenner (Modellvariante IV)

Eine weitere Möglichkeit, Wärme in eine Schüttung einzubringen, besteht in der Verwendung eines Gasbrenners. Die Grundkonzeption folgt weitgehend der Modellvariante II. Ein axialer Basisstrom wird mit einem zentralen (Brenner-)Gasstrom gekoppelt (vgl. Abb.5-5). Unterschiedlich ist jedoch die Art der Stömungsvergleichmäßigung. An Stelle einer Vorschüttung wird der Brenner zentrisch, 100 mm über dem Anströmboden, montiert und das darunterliegende Haufwerk zur Beruhigung der Strömung verwendet. Der Brenner wird mit einem stöchiometrischen  $\text{CH}_4$ -Luftgemisch betrieben bzw. als Diffusionsbrenner verwendet. Entsprechend der Flammengeschwindigkeit von etwa 0.43 m/s lassen sich verschiedene Brennkopfvarianten konzipieren (Abb.5-6).

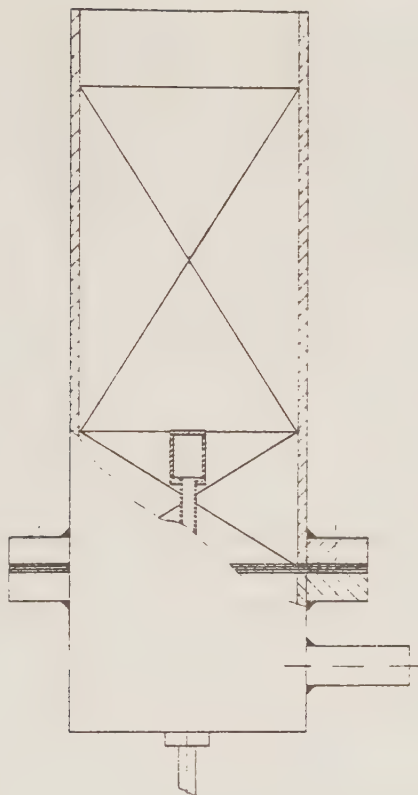


Abb. 5-5: SCHACHTOFEN MIT ZENTRALEM CH<sub>4</sub>-BRENNER

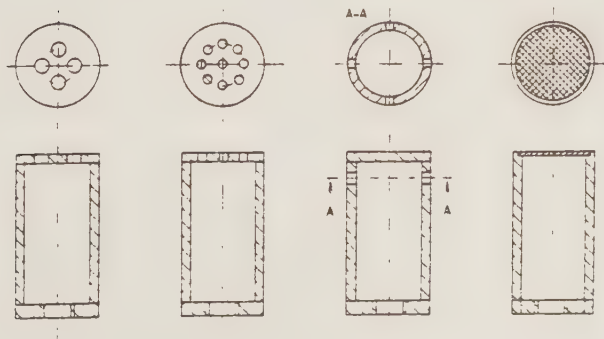


Abb. 5-6: MODIFIKATIONEN DES BRENNERKOPFES

## 5.2 Nebeneinrichtungen

Alle neben dem eigentlichen Festbettreaktor vorhandenen Anlagenkomponenten sind als peripher anzusehen und dienen nur der Erzeugung praxisnaher Betriebszustände bzw. der Analyse der in der Schüttung ablaufenden Vorgänge. Sie lassen sich in folgende Hauptgruppen unterteilen:

- Drehkolbengebläse und Volumenstrommeßstrecke
- Lufterhitzer und Temperaturregelung
- Meßsonden in und oberhalb der Schüttung
- Dosiereinrichtung und Konzentrationsmessung

Die im Betrieb des Schachtofenmodells notwendigen Luftströme liefern drei Drehkolbengebläse, die mit Hilfe von thyristorgesteuerten Gleichstrommaschinen angetrieben werden. Entsprechend ihrer Nennleistung von 1.5 kW, 2.9 kW und 11 kW beträgt ihre maximale Förderleistung 150, 300 bzw. 650 m<sup>3</sup>/h. Die genaue Ermittlung der tatsächlichen Volumenstrommenge geschieht mittels Druckverlustmessung an genormten Blenden mit angeschlossenen kapazitiven Druckmeßdosen. Der so zeitlich aufgenommene Meßwert muß entsprechend der Dichteänderung des Umgebungszustandes ( $p_u, t_u$ ) korrigiert werden.

Für die Schachtofenmodellvariante I ist ebenfalls die symmetrische Aufteilung des peripheren Luftstroms zu überprüfen. Dazu werden sowohl der Druck als auch die Gastemperatur zwischen Reaktor und Kompensatoren meßtechnisch erfaßt. Desgleichen erfolgt für alle Varianten eine Druck- und Temperaturmessung an den einzelnen Anströmböden, um sichere Aussagen über die tatsächlichen Betriebsbedingungen in der Schüttung treffen zu können.

Das 1.5 kW-Gebläse dient ausschließlich der Kühlluftversorgung der elektrischen Anschlüsse des für die Aufheizung von peripheren bzw. zentralen Luftstroms zuständigen Heizaggregats. Anschließend wird mit der Kühlluft die Temperatur der heißen Reaktorluft abgesenkt. Die Wirksamkeit läßt sich noch über einen in die Ablufthaube integrierten Injektor auf das Zehnfache verstärken.

Der elektrische Lufterhitzer (Bauart MKN, 11 kW) sowie die Zuleitungen zum Reaktor sind mit Dämmmaterial isoliert, um die Wärmeverluste zu minimieren. Trotzdem beträgt die Reaktoreintrittstemperatur mit 350 °C nur ca. 80% der Austrittstemperatur des Lufterhitzers. Geregelt wird das Aggregat über eine Thyristorschaltung, die den maximalen Heizstrom in Abhängigkeit von der bestehenden Regelabweichung mit unterschiedlichen Taktfrequenzen bereitstellt. Die drei im Strahlungsraum verteilt eingebauten Ni-CrNi-Thermoelemente überwachen zusätzlich die sicherheitstechnischen Maximaltemperaturen.

Je nach Art der Anströmung der Kugelschüttung erfolgt die Messung der örtlichen Vermischung entweder nur oberhalb der Schüttung (Variante I) oder oberhalb und in der Schüttung (Variante II). Diese unterschiedliche Art des Meßorts bedingt auch eine unterschiedliche Konstruktion der Meßsonde; die Meßgrößen Konzentration und Temperatur bleiben gleich. Die von RODENHÄUSER benutzte Sonde für Messungen über der Schüttgutoberfläche wurde noch vereinfacht (vgl. Abb. 5-7).

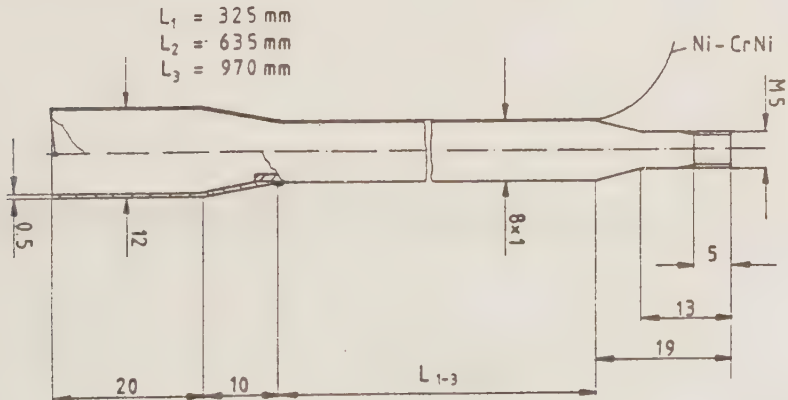


Abb. 5-7:     SONDE FÜR MESSUNGEN OBERHALB DER SCHÜTTUNG

Sie besteht lediglich aus einem Edelstahlrohr ( $D = 5 \text{ mm}$ ) mit einer kugelförmigen Erweiterung des Meßkopfes auf 12 mm. Zur

Temperaturmessung dient ein spezielles Ni-CrNi-Mantelthermoelement ( $\varnothing 0.5$  mm). Es wird außen an Kopf und Rohr mit einem feinen Draht befestigt. Für die unterschiedlichen Schütthöhen stehen entsprechend lange Sonden zur Verfügung. Die genauen Positionen oberhalb der Schüttung sind mit dem vorhandenen r- $\varphi$ -Koordinatentisch ( $r < 128$  mm,  $\varphi = 360^\circ$ ) einzustellen.

Die gleichzeitige Messung von Konzentration und Temperatur in der Schüttung bereitet einige Schwierigkeiten: Zum einen darf die Geometrie des verwendeten Sondenprinzips die in der Schüttung ablaufenden Vorgänge nicht beeinträchtigen oder verfälschen; zum anderen muß die Sonde aber eine hohe Temperaturwechselbeständigkeit und Stabilität aufweisen. Zusätzlich dürfen wegen der Sondenführung durch die Isolation keine weiteren Wärmeverluste bzw. Leckagen entstehen. Unter Einbeziehung dieser Maßgaben entstand die in Abb. 5-8 dargestellte Sonde.

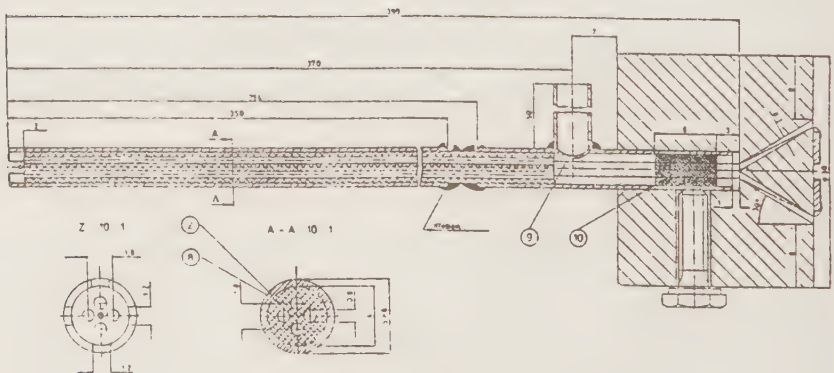


Abb. 5-8:      SONDE FÜR MESSUNGEN IN DER SCHÜTTUNG

Sie besteht aus einem Edelstahlröhrchen, in das ein vierfach gelochter Keramikstab integriert ist. Durch zwei dieser Bohrungen verlaufen die beiden Thermodrähte; die restlichen Öffnungen dienen der Meßgasabsaugung mittels einer Membranpumpe. Die Fixierung der radialen Position (vgl. Abb. 5-9) übernimmt eine durchbohrte Hutmutter, die gleichzeitig mittels Mineralwolle als Dichtmaterial mögliche Druckverluste verhindert.

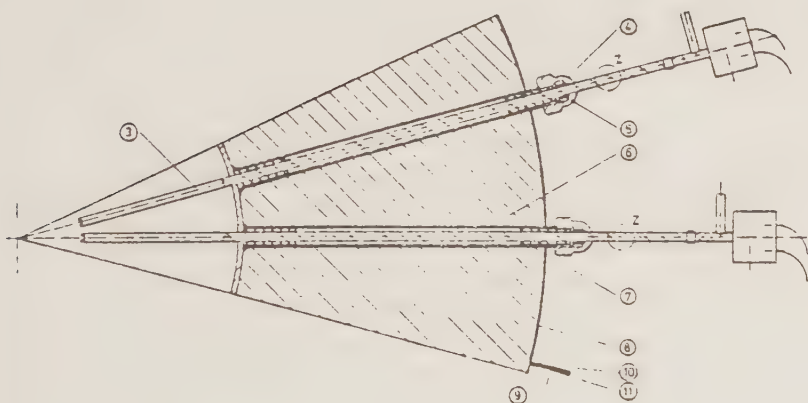


Abb. 5-9:     SONDENFÜHRUNG DURCH DIE ISOLATIONSSCHICHT

Zur Erfassung der in der Schüttung stattfindenden Mischungsvorgänge müssen die dem Haufwerk zugeführten Fluide unterscheidbar sein. Dazu wird der axiale (Variante I) bzw. der äußere koaxiale Luftstrom (Variante II) direkt hinter der Volumenstrommeßstrecke mit Methan ( $\text{CH}_4$ ) als Spurengas eingepft. Die vollturbulente Rohrströmung gewährleistet eine vollständige Vermischung von Methan und Luft. Dies wird an verschiedenen Meßstellen kontrolliert. (vgl. Abb. 5-1 und Abb. 5-2).

Die Messung der Spurengaskonzentration kann verhältnismäßig einfach mit einem Flammenionisationsdetektor (RS5, Fa. Ratfisch) erfolgen. Zur Kalibrierung des Kohlenwasserstoffmeßgeräts wird mit zwei in Reihe geschalteten Gasmischpumpen ein aus Methan und synthetischer Luft bestehendes Eichgas (800 vpm) erzeugt.

## 6. Versuchsdurchführung und Meßergebnisse

### 6.1 Vorversuche

Unumgänglich für eine effiziente Erfassung der unterschiedlichen Betriebszustände in den vier Anlagekonzepten sind gezielte Voruntersuchungen. Sie sollen sowohl die Einsatzbereiche der Meßgeräte samt Fehlerquellen aufzeigen, Vergleichsmessungen zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der experimentellen Daten liefern, als auch die anlagenspezifischen Randbedingungen wie Rotationssymmetrie von Konzentrations- und Temperaturfeldern bzw. das thermodynamische Verhalten überprüfen. Zusätzlich sind alle die Schüttung spezifizierenden Größen meßtechnisch zu erfassen und hinsichtlich ihrer physikalischen Bedeutung zu untersuchen.

Bei der axial/peripher angeströmten Schüttung wurden zur Überprüfung einer gleichmäßigen Aufteilung des seitlichen Fluidstroms auf die 6 "Brenner" Konzentrations-, Temperatur- und Druckwerte vor Eintritt in das Haufwerk aufgezeichnet. Die Messungen beinhalteten die Datenerfassung des gesamten Rohrquerschnitts über die jeweils um 120° verdrehten Meßachsen. Die zur Aufnahme entsprechender Sonden in das Strömungsrohr angebrachten Bohrungen wurden während der eigentlichen Messungen mit geeigneten Stopfen verschlossen. Eine regelmäßige Überprüfung des Eintrittszustands ließ sich nur während der isothermen Betriebsweise des Schachtofenmodells durchführen. Bei der zusätzlichen Temperaturbeaufschlagung des inneren Luftstroms war dies aus konstruktionstechnischen Gründen (Isolierung des gesamten Modells, vgl. Abb. 5-2) nicht möglich. Für den adiabaten Betrieb mußte deshalb auch auf Messungen ohne Wärmedämmung zurückgegriffen werden, was nur die Quantität, aber nicht die Qualität der Eintrittsdaten beeinträchtigt. Der Vergleich der ermittelten Werte aller seitlichen Zuführungen ergab eine sehr große Übereinstimmung. Die Druckverluste in den einzelnen Stutzen differierten um maximal 3mm WS (2.26%) bei einem mittleren  $\Delta p_{St}$  von 133 mmWS. Auch bei einer Zunahme des Druckverlusts in-

folge einer Erhöhung des Volumenstroms waren keine größeren Abweichungen (2.25%) festzustellen.

Die gleichen prozentualen Unterschiede ergaben sich ebenfalls für die Temperaturprofile (7K bei  $T_p = 678 \text{ K}$  (1.03%)). Da für den isothermen Zustand nicht die Temperatur als Indikator für eine vollständige Durchmischung herangezogen werden kann, wurde entgegen der beschriebenen Versuchstechnik (vgl. Kap. 5.2) dem peripheren Gasstrom Methan als Spurengas zugeführt. Die  $\text{CH}_4$ -Konzentrationen am Eintritt in die Schüttung wichen dabei nur um maximal 4 vpm (0.5%) von der Dosierkonzentration (800 vpm) ab. Für eine weitergehende Kontrolle der angenommenen Einspeisesymmetrie wurde ein zusätzlicher Vorversuch durchgeführt. Mittels 14 konzentrisch um die Eintrittsgeometrie angeordneter Meßbohrungen ließ sich für jede der sechs Zuführungen das Druckfeld innerhalb der Schüttung ermitteln. Die aufgenommenen Verläufe waren fast identisch. Die Daten von den sich entsprechenden Meßstellen streuten um nie mehr als 3%. Gelegentliche Meßausreißer können auf den Einfluß einzelner Schüttgutpartikel (Verschluß einer Bohrung) zurückgeführt werden.

Bei der koaxial angeströmten Schüttung reduziert sich die Überprüfung der rotationssymmetrischen Fluidzuführung auf die Druckverlustmessung in den beiden Eingangsquerschnitten der unteren Anströmgeometrie und auf die exakte zentrische Justierung des inneren Rohres. Für die Widerstandsbeiwerte infolge der Halbierung des äußeren Volumenstroms ergaben sich fast identische Werte. Dies war auch zu erwarten, da die Aufteilungskonstruktion aus jeweils gleichen Bauelementen besteht. Die genaue Einrichtung des inneren Zuströmröhrs in der unteren Geometrie erfolgte über drei Justierschrauben am unteren Auflagepunkt. Kriterium für die richtige Lage war die Parallelität zwischen einer formschlüssigen Verlängerung des Rohrs und der inneren Ofenwand.

Voraussetzung für eine Durchführung des aufgestellten Meßprogramms bildet die Reproduzierbarkeit der meßtechnisch ermittelten Daten und -felder. Diese Prämisse läßt sich durch

Vergleichsmessungen unter identischen Betriebsbedingungen (Standardversuch) erzielen. Gleichzeitig werden damit Fehler bzw. Alterungserscheinungen der Meß- und Analyseapparaturen (z.B. spröde Schläuche, Undichtigkeiten) sichtbar. Bei den in unterschiedlichen Zeitabständen (z.B. Umbau, längerer Stillstand der Anlagen) durchgeführten Kontrollen ergaben sich nie nennenswerte Unterschiede. Der rotationssymmetrische Verlauf der einzelnen Profile spiegelt den geforderten adäquaten Eintrittszustand wieder. Auf die Einhaltung der thermodynamischen Randbedingung, daß im stationären Betriebszustand kein Wärmeverlust über die äußere Wand erfolgt, wurde bei der Beschreibung der Anlagen (vgl. Kap. 5) eingegangen. Aufgrund der ausreichend dimensionierten Schichtdicke des Dämmaterials kann bei den temperaturbeeinflussten Versuchen von einem adiabaten Verhalten ausgegangen werden. Dies gilt vor allem für die axial/periphere Anströmung. In den koaxialen Fällen ist aufgrund des äußeren "kalten" Fluidstroms kaum ein relevanter Anstieg der Wandtemperatur und damit des Wärmeübergangs zu erwarten.

## 6.2. Bestimmung charakteristischer Größen der Schüttung

Kennzeichnende Größen für die verwendete Kugelschüttung sind der Durchmesser  $d_p$  und die Dichte  $\rho_p$  der Partikel sowie die Porosität des Haufwerks (vgl. Kap. 4.2).

### 6.2.1 Effektiver Partikeldurchmesser $d_p$ und mittlere Partikeldichte $\rho_p$

Die Bestimmung des geometrischen Durchmessers beinhaltet aufgrund von Formunterschieden der eingesetzten Kugeln einige Schwierigkeiten. Es ist daher nicht möglich, den Nenn-durchmesser als kongruenten Wert für alle Partikel anzusehen [113]. Die durch Fertigungsungenauigkeiten bei der Herstellung der Kugeln erklärbaren Abweichungen bedingen eine empi-

| Nenn-<br>durchmesser | Anzahl der Partikel                    | effekt. Partikeldurchmesser |                   | mittlere Partikeldichte |                   |
|----------------------|----------------------------------------|-----------------------------|-------------------|-------------------------|-------------------|
|                      |                                        | d p. eff [ mm ]             |                   | $\rho_p$ .eff [ mm ]    |                   |
| d [mm]               | n [ - ]                                | nach [ 113 ]                | eigene<br>Messung | nach [ 113 ]            | eigene<br>Messung |
| 5<br>(Glas)          | 2x50<br>2x100                          | nach [ 113 ]                | eigene<br>Messung | nach [ 113 ]            | eigene<br>Messung |
|                      |                                        |                             | 2x20              |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 2x30              |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 2x50              |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 1x400             |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 2x700             |                         |                   |
| 12<br>(Glas)         | 2x25<br>2x50<br>2x75<br>2x100<br>2x125 | nach [ 113 ]                | eigene<br>Messung | nach [ 113 ]            | eigene<br>Messung |
|                      |                                        |                             | 2x10              |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 2x20              |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 2x50              |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 2x60              |                         |                   |
|                      |                                        |                             | 2x100             |                         |                   |
| 12<br>(Stahl)        | -                                      | nach [ 113 ]                | eigene<br>Messung | nach [ 113 ]            | eigene<br>Messung |
|                      |                                        |                             | 11.77             |                         |                   |
| 12<br>(Stahl)        | -                                      | nach [ 113 ]                | eigene<br>Messung | nach [ 113 ]            | eigene<br>Messung |
|                      |                                        |                             | 11.74             |                         |                   |

Tab. 6.: CHARAKTERISTISCHE GRÖSSEN DER SCHÜTTGUTPARTIKEL  
IM VERGLEICH ZU RODENHÄUSER [113]

rische Bestimmung eines mittleren effektiven Partikeldurchmessers  $d_{p,eff}$ . Die gleichen Schwierigkeiten ergeben sich auch bei der Bestimmung des repräsentativen Korndurchmessers für Mehrkornschüttungen [24,66,74,89]. Nach POLTHIER [102] kann  $d_p$  für unterschiedliche kugelähnliche Körper bekannter spezifischer Oberfläche berechnet werden. Da dies im vorliegenden Fall nicht möglich ist, wird die Kenngröße einer volumengleichen Kugel durch Quotientenbildung gemessener Massen und Volumina von ausgewählter Kornfraktion ermittelt (vgl. Tab. 6-1).

Dieselbe Versuchsreihe konnte ebenfalls zur Berechnung der mittleren Partikeldichte  $\bar{\rho}_p$  genutzt werden. Eine zusätzliche Überprüfung mittels eines Pyknometers erbrachte das gleiche Ergebnis. Im Vergleich zu RODENHÄUSER [113] liegen die Werte für Glas um 4 bzw. 3% niedriger; für Stahl dagegen waren keine weiteren Daten verfügbar.

#### 6.2.2 Mittlerer Lückengrad $\varepsilon$ der Schüttung

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, besitzt die örtliche Verteilung des Lückenvolumens einen erheblichen Einfluß auf die in der Schüttung ablaufenden Strömungsvorgänge. Nach den in der Literatur veröffentlichten Untersuchungen kann man den Wandeinfluß ab einem Verhältnis Partikel- zu Bettdurchmesser von 30 [102] bzw. 50 [4] vernachlässigen. Für geringe Festbettabmessungen jedoch vergrößert die hohe Ordnung der Kugeln am Rand die Porosität der begrenzten Schüttsäule. Unter Berücksichtigung dieser Zusammenhänge wurde für jeden der durchgeführten Versuche der jeweilige Lückengrad nach der Gleichung

$$\varepsilon = 1 - \frac{M_p}{\rho_p \cdot A_R \cdot H_S} \quad (6-1)$$

berechnet. In Abb. 6-1 sind die Ergebnisse im Vergleich zu JESCHAR [66] als  $\varepsilon = f(d_p/D_R)$  dargestellt. Die Gleichung

$$\varepsilon = 0.375 + 0.34 \cdot \frac{d_p}{D_R} \quad (6-2)$$

gibt aufgrund des hohen Streubereichs nur einen zu erwartenden mittleren Wert an. SONNTAG [127] dagegen unterscheidet für unregelmäßige Kugelschüttungen zwischen dichtester und lockerster Packungsstruktur. Die entsprechenden Porositätsverläufe lassen sich beide mit Gl. (6-3) beschreiben, wenn  $\varepsilon_0 = 0.359$  bzw.  $\varepsilon_0 = 0.392$  gesetzt wird

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) \cdot 0.526 \cdot \frac{d_p}{D_R} \quad (6-3)$$

Das mittlere Lückenvolumen hängt nur von  $\varepsilon_0$  und  $d_p/D_R$  ab, ist aber unabhängig vom Kugeldurchmesser  $d_p$ . Der Einfluß von  $c_0$  auf die Neigung der Geraden bleibt ebenfalls gering.

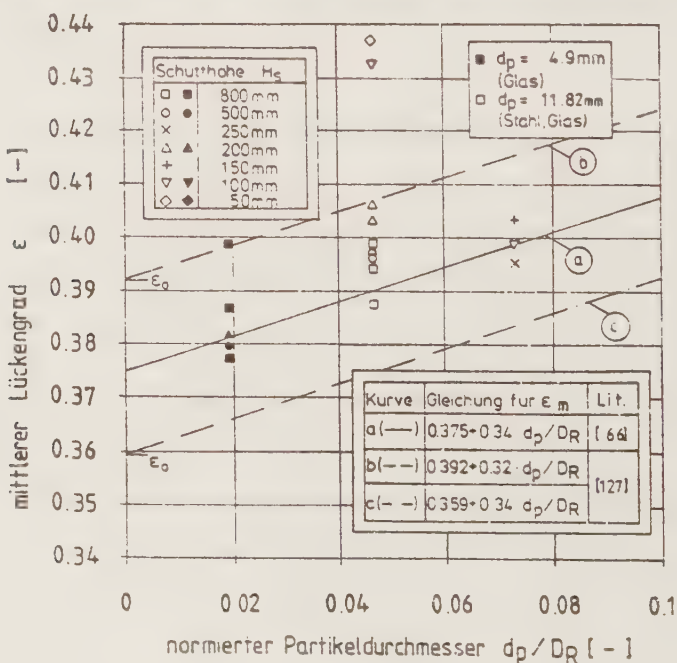


Abb. 6-1: GEMESSENE MITTLERE LÜCKENVOLUMEN FÜR UNREGELMASSIGE KUGELSCHÜTTUNGEN IN ABHÄNGIGKEIT VOM DURCHMESSERVERHÄLTNIS  $d_p/D_R$

Deutlich zu erkennen liegen in Abb. 6-1 für  $d_p/D_R = 0.047$  und  $d_p = 11.8$  mm zwei Werte oberhalb der oberen Grenzkurve von SONNTAG. Ursache hierfür ist die verhältnismäßig starke Zunahme des wandbeeinflussten Gebiets bei kleineren Schütthöhen ( $\varepsilon \rightarrow 1$ ). Berücksichtigt man die Schüttungsbereiche, in denen Randgängigkeit auftritt, mit einer Schichtdicke des anderthalbfachen Kugeldurchmessers [43] (vgl. Abb. 6-2), so erhöht sich der mittlere Lückengrad gemäß der prozentualen Aufteilung des Festbettvolumens.

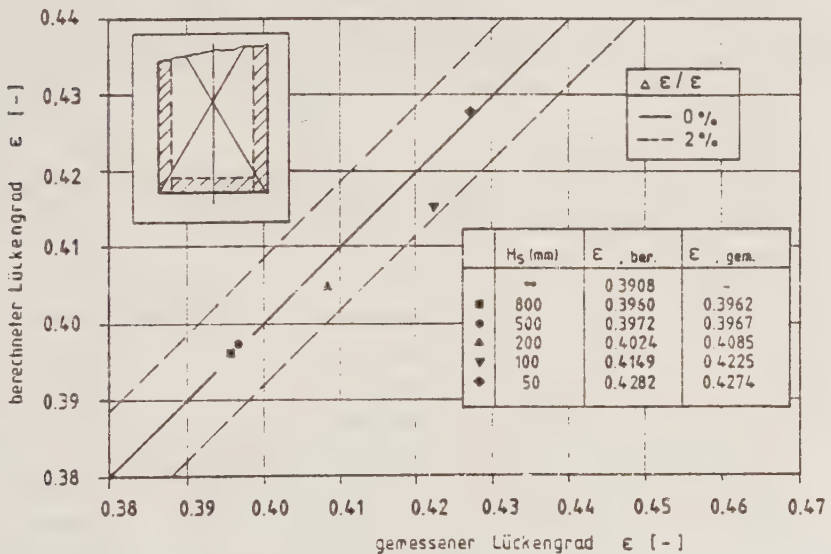


Abb. 6-2:      ÄNDERUNG DES MITTLEREN LÜCKENGRADS  $\varepsilon$  BEI  
BERÜCKSICHTIGUNG DER RANDGÄNGIGKEIT

Als Basis für die theoretische Berechnung wird Gl. (6-2) herangezogen. Der Zustand in der Randzone wird mit einem mittleren Lückengrad von  $\varepsilon = 0.5$  erfaßt. In der Tabelle von Abb. (6-2) sind die berechneten und gemessenen Werte vergleichend gegenübergestellt. Die minimalen Abweichungen von  $\Delta\varepsilon/\varepsilon > 1.7\%$  belegen den nicht zu vernachlässigenden Anteil der Randgängigkeit am mittleren Leerraumvolumen bei kleinen Schütthöhen.

### 6.3 Meßtechnische Erfassung der Konzentrations- und Temperaturvermischungsfelder und des Druckverlusts in regellosen Kugelschüttungen

#### 6.3.1 Versuchsdurchführung

Voraussetzung für alle durchgeführten Untersuchungen war eine einheitlich aufgebaute Kugelschüttung. Um eine ausreichend reproduzierbare strömungsphysikalische Betriebsweise zu erreichen, wurde deshalb für jede Versuchsanordnung das Festbett neu strukturiert. Die für den Aufbau einer gleichmäßigen Zufallsschüttung notwendigen Füllvorgänge erfolgten immer nach dem gleichen Prinzip: Nachdem ein Teil der Partikel (ca. 5%) eingebracht war, wurde die Schüttgutoberfläche vergleichmäßig und anschließend die Packung mittels eines Stampfers leicht gestaucht, um Fehlerstellen in der regellosen Anordnung der Kugeln wie z.B. Hohlräume zu beseitigen.

Ziel der Untersuchungen war die meßtechnische Erfassung des quasi-dreidimensionalen Temperatur- und Konzentrationsvermischungsfelds eines komplex durchströmten Haufwerks bei unterschiedlichen Anströmgeometrien. Zur Unterscheidung des axialen vom peripheren bzw. der beiden coaxialen Gasströme wurde der äußere coaxiale mit Methan ( $\text{CH}_4$ ) als Spurengas geimpft. Die beiden anderen Teilgasströme ließen sich mit einem elektrischen Lufterhitzer auf ein hohes Temperaturniveau ( $T_0 = 723 \text{ K}$ ) aufheizen. Die  $\text{CH}_4$ -Eintrittskonzentration  $c_0$  in die Schüttung wurde mit 800 vpm nur aus Gründen der Systematik konstant gehalten. Nach [113] läßt sich kein Einfluß des Methankonzentrationsniveaus feststellen. Sowohl bei einer Erhöhung von 980 vpm auf 4000 vpm als auch bei einer Erniedrigung auf 100 vpm zeigen die Meßergebnisse deckungsgleiche Vermischungsprofile. Die Eintrittskonzentration  $c_0$  wurde während eines Versuchs mehrfach überprüft. Für die axial/periphere Anströmung ließ sich damit auch die gleichmäßige Aufteilung des peripheren Stroms durch die Ringleitung kontrollieren.

Die Messungen der sich im Betrieb einstellenden Konzentrations- und Temperaturvermischungsfelder erfolgten mit entsprechenden Sonden (vgl. Kap. 5.2) sowohl oberhalb als auch innerhalb der Schüttung. Der Abstand der im Koordinatensystem justierten Zweifachsonde (vgl. Abb. 5-7) von der Oberfläche der Schüttung variierte zwischen 5 und 10 mm. Der untere Wert ist dabei als Grenzwert anzusehen. Den Untersuchungen von KREMER und LÜTZKE [76] hinsichtlich der am Haufwerksaustritt geltenden Geschwindigkeitsverteilung zufolge, ändern sich die Meßwerte bei Verschiebung des Anemometerfühlers zur Schüttung bis 4 mm vor der eigentlichen Oberfläche nicht. Erst bei einer weiteren Abnahme wird der Einfluß der Kugelgeometrie deutlich.

Die Lage der einzelnen Meßachsen und -punkte oberhalb der Schüttung ist für die Modellvariante I aus Abb. (6-3) zu entnehmen. Die Anordnung wurde von RODENHÄUSER übernommen.

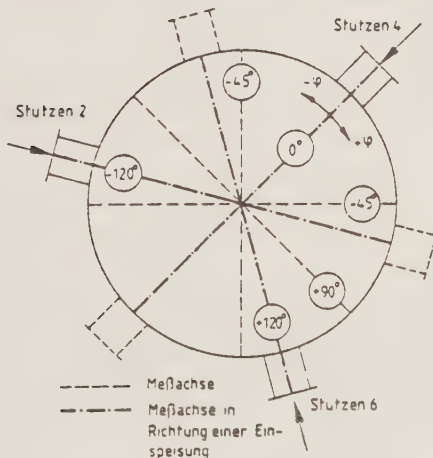


Abb. 6-3: LAGE DER MEßACHSEN INNERHALB UND OBERHALB DER SCHÜTTGUTOBERFLÄCHE (NACH [113])

Da bei rotationssymmetrischer Anströmung die Konzentrations- und Temperaturwerte gleichberechtigt sind, erfolgte zunächst die vollständige Variation des Meßwinkels  $\varphi_i$  vor einer Änderung der Radialkoordinate  $r_i$ .

Für die koaxiale Anströmung der Schüttung wurde ein ähnliches Meßpunkteraster verwendet. Die Zuordnung der Meßachsen zueinander war dieselbe; lediglich in der Verteilung der radialen Koordinaten des Durchmessers (vgl. Abb. 6-4) unterschieden sich die beiden Konzepte. Das neue Gitter wurde für die Sondensteuerung oberhalb wie auch innerhalb benutzt.

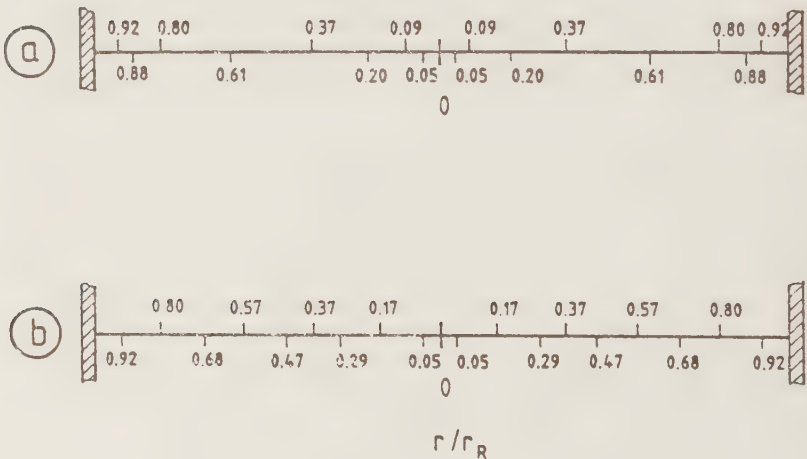


Abb. 6-4: VERTEILUNG DER RADIALEN MESSKOORDINATE FÜR AXIAL/PERIPHERE BZW. KOAXIALE ANSTRÖMUNG DES FESTBETTS

Der modulare Aufbau der verschiedenen Schachtofenmodelle gestattet die meßtechnische Erfassung aller möglichen stationären isothermen bzw. adiabaten Betriebszustände eines komplex durchströmten Festbetts. Für alle Modellvariationen

ließen sich die Vermischungsfelder  $c = f(r, \varphi)$  und  $T = f(r, \varphi)$  in Abhängigkeit von der Schütthöhe  $H_S$ , dem Partikeldurchmesser  $d_p$  und dem Verhältnis der beiden Teilgasströme  $\dot{m}_p/\dot{m}_z$  bzw.  $\dot{m}_i/\dot{m}_a$  ermitteln. Zusätzlich konnte im axial/peripheren Fall der seitliche und im koaxialen Fall der innere Massenstrom mit Temperatur beaufschlagt werden.

#### 6.4. Darstellung des Druckverlusts in komplex durchströmten Schüttungen bei koaxialer Anströmung

Der bei der Durchströmung von Haufwerken und Schüttungen infolge des Widerstands der Partikel auftretende Druckverlust  $\Delta p_S$  hat in der technischen Praxis einen großen Stellenwert. Als beeinflussende Parameter sind der Lückengrad  $\varepsilon$ , der Partikeldurchmesser  $d_p$ , die Schüttungshöhe  $H_S$  und die Art des Fluidzustands (laminar bzw. turbulent) zu nennen (vgl. Kap. 4.3). Von RODENHAUSER wurde ein zusätzlicher Widerstand aufgrund einer von der reinen axialen Durchströmung abweichenden Richtung ermittelt. Die gemessenen Werte liegen für peripher beaufschlagte Schüttungen höher als die normalen Werte. Dabei ist auch der Einfluß von unterschiedlich stark komplex durchströmten Haufwerksabschnitten zu erkennen.

Zur Überprüfung des Einflusses der Anströmgeometrie auf die Höhe des Schüttungswiderstandes erfolgten parallel zur Aufnahme der Vermischungsfelder von Konzentration und Temperatur Druckmessungen am Schachtofen mit koaxialer Fluidzuführung. Die Messungen wurden sowohl für das gesamte Haufwerk als auch in vier Höhen über dem Anströmboden (100mm, 250mm, 350mm, 500mm) durchgeführt. Als Bezugsniveau für die Ermittlung der Druckverluste galt der Umgebungszustand.

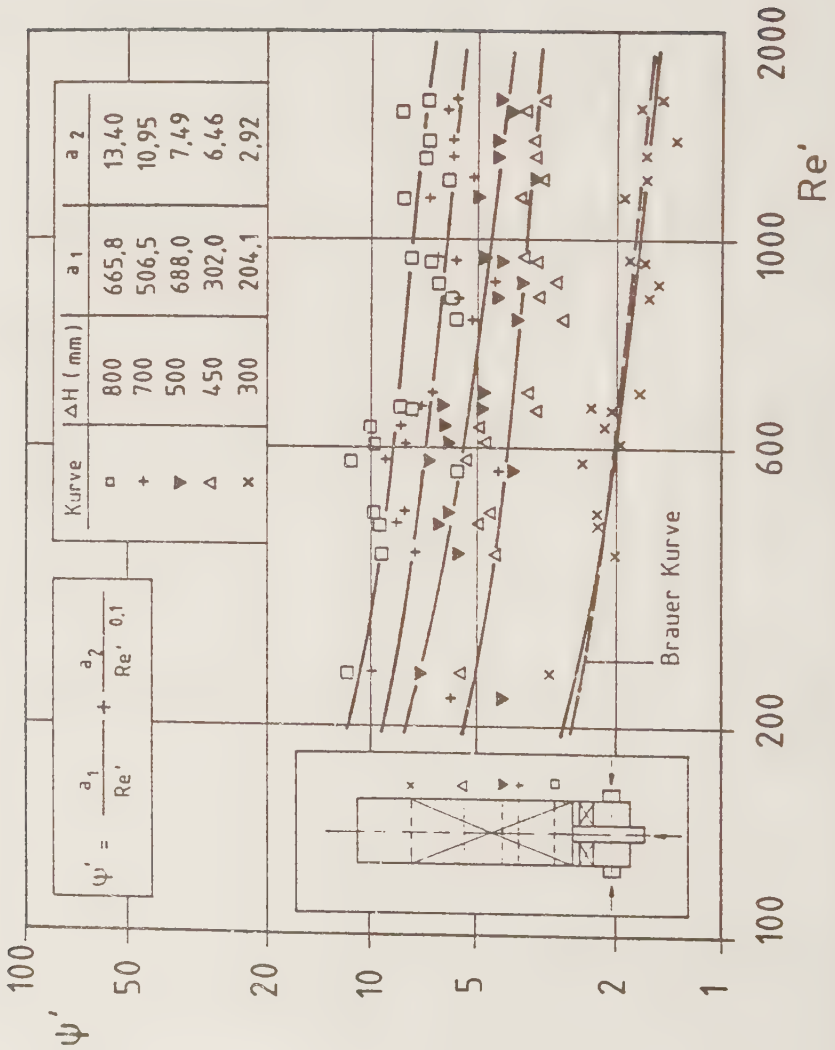


Abb. 6-5: WIDERSTANDSKOEFFIZIENTEN  $\psi'$  FÜR KOAXIALE DURCHSTRÖMUNG

Abb. 6-5 zeigt vergleichend die Widerstandsbeiwerte  $\Phi'$  aller verfügbaren Daten für isotherme und adiabate Betriebszuführung in Abhängigkeit von der modifizierten Reynolds'-Zahl. Um nur den tatsächlichen Strömungswiderstand der Schüttung zu erhalten, wurde vom gemessenen Druckverlust derjenige der An- bzw. Einströmgeometrie bei leerem Schüttungsrohr abgezogen. Zusätzlich erfolgte eine Umrechnung der Daten auf den im Austrittsquerschnitt der Schüttung vorliegenden Fluidzustand, sowie eine Korrelation gemäß der verallgemeinerten Druckverlustbeziehung Gl. (6-4)

$$\Phi' = \frac{a_1}{Re'} + \frac{a_2}{Re'^{0.1}} \quad (6-4)$$

Dadurch wird ein Vergleich mit den bekannten Gleichungen für rein axiale bzw. axial/periphere Durchströmung des Haufwerks möglich. Deutlich in der Graphik erkennbar, liegen die Meßwerte entsprechend der Höhe des betrachteten Schüttungsabschnitts gestaffelt und parallel zur BRAUER-Kurve verschoben übereinander. Für die Einteilung des Festbetts gilt

$$\Delta H_i = H_0 - H_{i, \text{Messung}} \quad (6-5)$$

d.h. die einzelnen Schüttungspassagen werden von der Oberfläche und nicht vom Anströmboden an berechnet.

| Re'                                 | 400 | 600 | 1000 | $\bar{x}$ |
|-------------------------------------|-----|-----|------|-----------|
| $\Phi'_{800}/\Phi'_{\text{Brauer}}$ | 4.3 | 4.4 | 4.3  | 4.3       |
| $\Phi'_{700}/\Phi'_{\text{Brauer}}$ | 3.5 | 3.6 | 3.6  | 3.6       |
| $\Phi'_{500}/\Phi'_{\text{Brauer}}$ | 2.7 | 2.8 | 2.7  | 2.7       |
| $\Phi'_{450}/\Phi'_{\text{Brauer}}$ | 2.0 | 2.0 | 2.1  | 2.0       |
| $\Phi'_{350}/\Phi'_{\text{Brauer}}$ | 1.0 | 1.0 | 1.0  | 1.0       |

Tab. 6-2: VERGLEICHSAKTOREN DER GEMESSENEN DRUCKVERLUSTBEIWERTE ZUR BRAUER-BEZIEHUNG

Die gesamte Schüttung weist zwar erwartungsgemäß die höchsten Widerstandszahlen auf. Der korrelierte Verlauf (Kurve 0) liegt um den Faktor 4.2 höher als der die BRAUER-Beziehung beschreibende Graph (Kurve -). Die restlichen Vergleichsfaktoren sind der Aufstellung Tab. 6-2 zu entnehmen.

Ähnlich wie bei RODENHÄUSER unterteilt sich die Schüttung in zwei Bereiche. Anschließend an einen komplex durchströmten Abschnitt tritt im oberen Teil des Festbetts hauptsächlich eine axiale Strömung auf. Die wird belegt durch den fast identischen Verlauf zwischen der BRAUER-Kurve und den Meßwerten für den oberen Schüttungsabschnitt (Kurve x). Der Grund für die erhöhten Druckverlustbeiwerte läßt sich nicht allein durch den Impulsaustausch, d.h. den Geschwindigkeitsausgleich der unterschiedlich zugeführten Gasströme erklären. Der durch die Schüttgutpartikel sehr schnell ablaufende Gradientenabbau wird durch die zusätzlich besonders an den Grenzflächen der beiden koaxialen Gasströme wirkenden Stoff- und Wärmeaustauschvorgänge behindert. Im Gegensatz zur seitlichen Einspeisung verzögern auch die aus gleicher Richtung zugeführten Fluide den Impulsausgleich, da keine adäquaten dissipativen Effekte wie bei der Umlenkung von der radialen in die axiale Austrittsrichtung wirksam sind.

Für die empirischen Druckverlustbeziehungen gelten die in Tab. 6-3 für die einzelnen Schüttungsabschnitte zusammengefaßten Koeffizienten.

| $\psi' = \frac{a_1}{Re'} + \frac{a_2}{Re'^{0.1}}$ |       |       |
|---------------------------------------------------|-------|-------|
| $\Delta H$ [mm]                                   | $a_1$ | $a_2$ |
| 800                                               | 665.8 | 13.40 |
| 700                                               | 506.5 | 10.95 |
| 500                                               | 688.0 | 7.49  |
| 450                                               | 302.0 | 6.46  |
| 300                                               | 204.1 | 2.92  |

Tab. 6-3: EMPIRISCHE DRUCKVERLUSTBEZIEHUNGEN FÜR KOAXIALE ANSTRÖMUNG

### 6.5 Darstellung der komplexen Vermischungsfelder unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Einflußparameter

Um systematische Aussagen über die in technischen Festbett-systemen ablaufenden Vermischungsvorgänge machen zu können, müssen die prinzipiellen Verhaltensweisen der verschiedenen Anlagenkonfigurationen bei möglichst vielen Betriebszuständen bekannt sein. Ebenfalls ist es in der Praxis notwendig, bei Änderung eines Betriebsparameters alle damit verbundenen Auswirkungen auf den Verfahrensablauf zu kennen, um im Bedarfsfall die erforderlichen Maßnahmen einzuleiten.

|                      |                                                                                                                                       |
|----------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Anströmgeometrie     | axial/peripher und koaxial                                                                                                            |
| Vermischungsweglänge | Schütthöhe $H_S$ /Bettdurchmesser $D_R$<br>$0.2 < H_S/D_R < 3.2$                                                                      |
| Schüttgut            | Partikeldurchmesser $d_p$<br>$d_p = 4.99 \text{ mm und } 11.82 \text{ mm}$                                                            |
| Gasaufteilung        | Massenstromdichteverhältnis<br>axial/peripher<br>$1.5 < \dot{m}_p/\dot{m}_z < 96$<br>koaxial<br>$1.4 < \dot{m}_i/\dot{m}_a < 50$      |
| Stoffwerte           | Temperaturverhältnis<br>axial/peripher und koaxial<br>$1 < T_p/T_z < 2.5$<br>koaxial ( $\text{CH}_4$ -Brenner)<br>$1 < T_i/T_a < 8.0$ |

Tab. 6-4: WERTEBEREICH BEI DER PARAMETERVARIATION

In Anlehnung an die von RODENHÄUSER durchgeführte Parametervariation wurden an drei Versuchsanlagen (Modellvarianten I bis III) alle Einflußgrößen in einem breiten Bereich verändert (vgl. Tab. 6-4) und die Folgen für den Vermischungszustand meßtechnisch erfaßt. Außerdem waren für den koaxialen Fall zwei verschiedene Meßverfahren (innerhalb und oberhalb der Schüttung) zu vergleichen.

Alle meßtechnisch erfaßten Temperatur- und Konzentrationsvermischungsfelder wurden unter Beachtung der angenommenen und bestätigten Rotationssymmetrie über die sechs Meßachsen linear gemittelt und einheitlich in normierter Form graphisch dargestellt. Als Bezugsbasen gelten die vor dem Anströmboden ermittelten Konzentrations- und Temperaturniveaus  $c_0$  und  $t_0$ . Die radiale Koordinate ist auf den Halbdurchmesser der Schüttung  $D_R/2$  zu beziehen.

Alle im weiteren dargestellten Vermischungsprofile haben die gleiche typische Grundform (vgl. Abb. 6-6), die sich in drei Bereiche einteilen läßt. Die Randzone a wird fast nur durch den äußeren koaxialen bzw. den peripheren Gasstrom bestimmt, die Zentralzone c hingegen vom inneren koaxialen bzw. dem axialen Grundstrom. Der zwischen den beiden Zonen liegende Übergangsbereich b bildet die eigentliche Mischungszone. Hier laufen die durch physikalische Effekte und Phänomene kontrollierten Vermischungsvorgänge ab.

Charakteristische Größen der normierten Graphen sind die Maximal- und Minimalwerte bei  $2 \cdot r/D_R = 0$  und  $2 \cdot r/D_R = 1$  sowie die Steigungsgerade der Kurve im Wendepunkt, die mit den beiden Extremwerten die Mischzonenbreite  $b_m^* = 2 \cdot \Delta r/D_R$  definiert.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit bzw. der Platzersparnis wurden die Konzentrations- und Temperaturverläufe eines Versuchs in einem einzigen Diagramm dargestellt; auf der linken Seite das Konzentrationsfeld, auf der rechten Seite das Temperaturfeld.

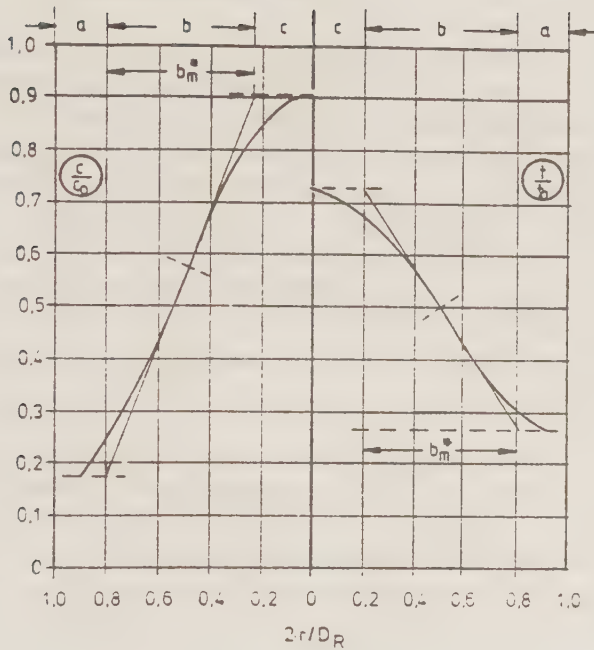


Abb. 6-6: ALLGEMEINE DARSTELLUNG DER KONZENTRATIONS- UND TEMPERATURVERMISCHUNGSFELDER

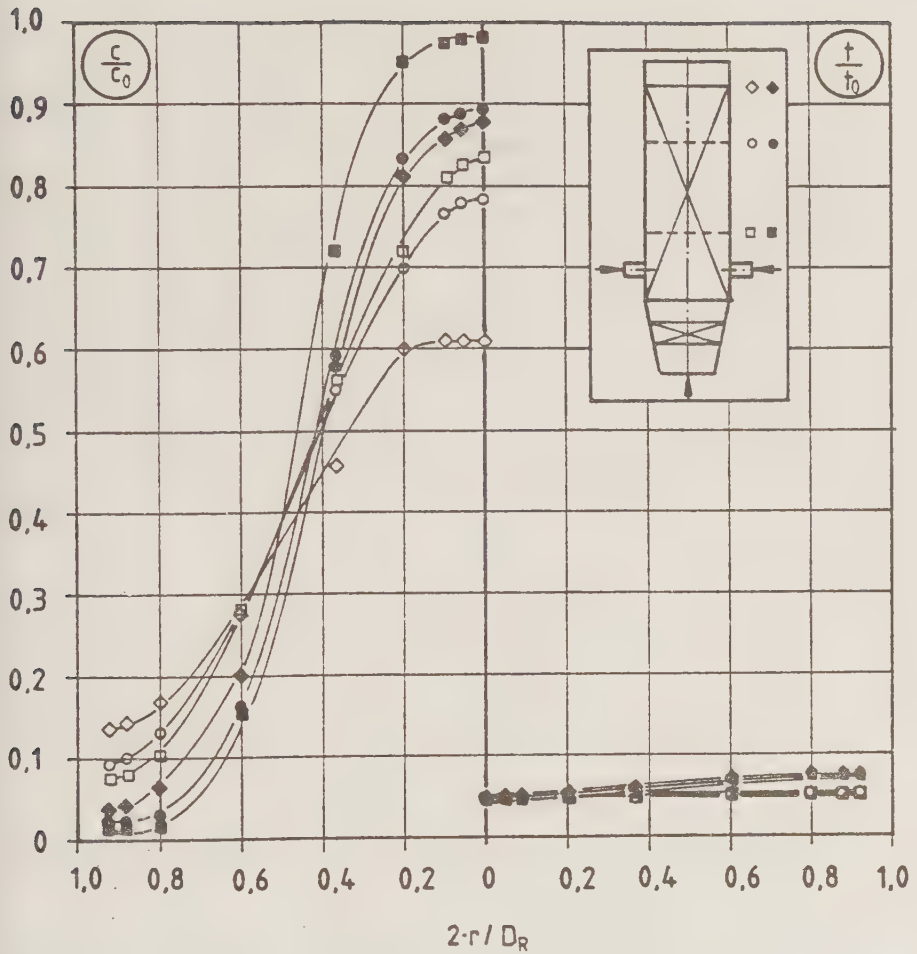
#### 6.5.1 Axial/peripher angeströmt festes Bett (Modellvariante I)

Die Gültigkeit der von RODENHÄUSER an der Versuchsanlage "Komplex durchströmtes Festbett" gewonnenen Erkenntnisse wurde an einer modifizierten Anlage (vgl. Abb. 5-1) auch für eine hohe Temperaturbeaufschlagung des peripheren Gasstroms überprüft. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, waren sowohl Messungen im adiabaten als auch im isothermen Betriebszustand notwendig. Ein qualitativer Vergleich der isothermen Verläufe mit denen in [113] liefert die gleichen Aussagen.

#### 6.5.1.1 Einfluß des Partikeldurchmessers $d_p$

Bei den technischen Anwendungsfällen gasdurchströmter Schüttungen besitzen die Füllkörper einen großen Einfluß auf den verfahrenstechnischen Ablauf eines Prozesses. Neben den rein strömungstechnischen Gesichtspunkten (z.B. Druckverlust, Gleiteigenschaften und Brückenbildung bei Wanderbetten) bestimmt vor allem die Partikelform (Verhältnis Oberfläche/Volumen) die Schüttguteigenschaften. Da es für viele Verfahren meistens nur einen optimalen, speziellen Schüttkörper gibt, diese Untersuchungen aber generell und nicht für einen Sonderfall gelten sollen, wird die einfachste Form gewählt, die Kugel.

Zur Bestimmung des Einflusses des Partikeldurchmessers auf das Konzentrations- und das Temperaturfeld wurden Glaskugeln mit einem effektiven Durchmesser von  $d_{p,eff} = 4.99 \text{ mm}$  und  $d_{p,eff} = 11.82 \text{ mm}$  eingesetzt (vgl. Tab 6-1). Die prinzipiell entstehenden Auswirkungen auf das Vermischungsfeld zeigt Abb. 6-7. Mit größerem Partikeldurchmesser verbreitert sich auch die Mischzone  $b_m^*$ . Gleichzeitig nimmt die Konzentration in der Schüttungsmitte ab (erhöhte Vermischung), die am Rand des Haufwerks dagegen zu. Als Grund für diesen Effekt ist die Umlenkung des Gasstroms an den Kugeln zu nennen. Die infolge Kanalverengung und -erweiterung in der Schüttung entstehende turbulente Vermischung verlängert bei größeren Kugeln den radialen Strömungsweg und führt gleichzeitig zu einem günstigeren Stoff- und Wärmeaustausch.



$d_p$  = 4.99 mm  $\rightarrow$  11.82 mm  
 $\dot{m}_P/\dot{m}_Z$  = 20 (■  $\rightarrow$  □)  
 $\varepsilon$  = 0.3699  $\rightarrow$  0.4039  
 $T_P$  = 298 K

Abb. 6-7:

EINFLUSS DES PARTIKELDURCHMESSERS  $d_p$  AUF DAS VERMISCHUNGSFELD EINES AXIAL/PERIPHER ANGESTRÖMTEN FESTBETTS

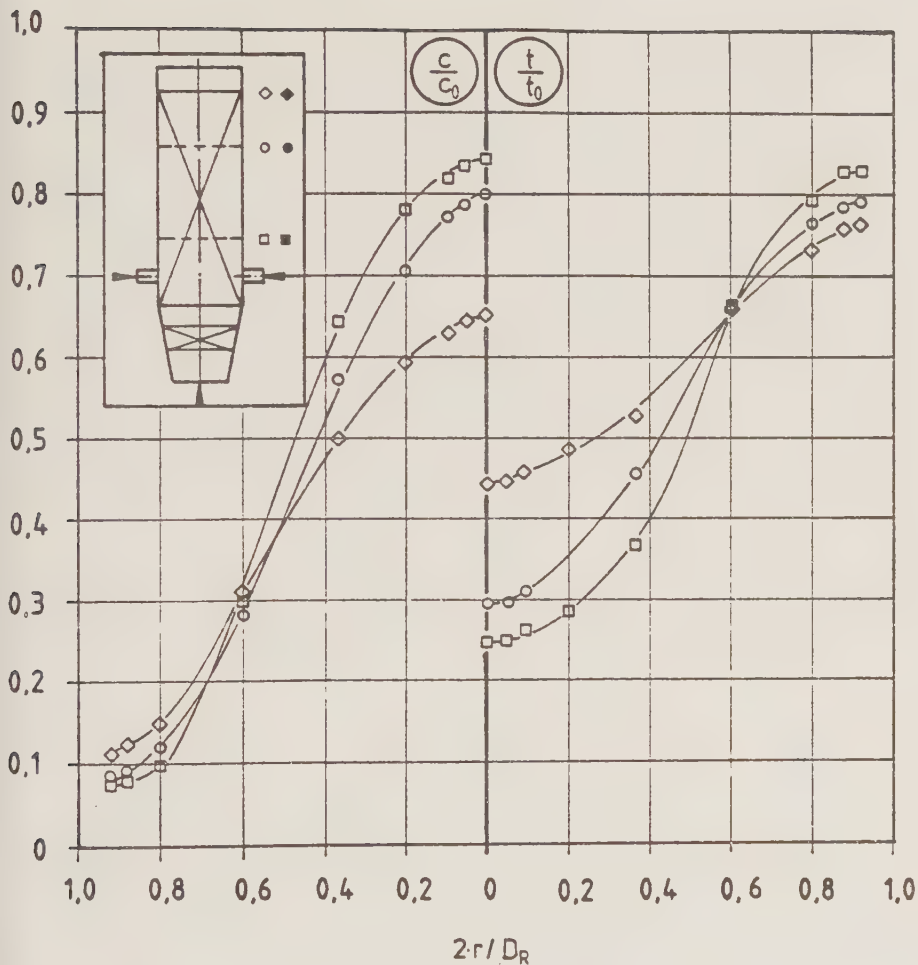
#### 6.5.1.2 Einfluß der Schüttungshöhe $H_S$

Eine weitere wichtige Betriebsgröße stellt die Schüttungshöhe  $H_S$  dar. Sie bestimmt maßgeblich die Masse der eingesetzten Füllkörper (Materialkosten) und den Druckverlust der Schüttung (Betriebskosten).

Entscheidend für den Vermischungsvorgang der unterschiedlich zugeführten Gasströme ist die zur Verfügung stehende Zeit oder anders ausgedrückt: bei konstanter mittlerer Fluidgeschwindigkeit hängt die Mischzone von der Vermischungsweglänge ab. Diese Größe beschreibt die Länge der Trennfläche zwischen peripherem und axialem Strom und unterscheidet sich beim komplex durchströmten Festbett für jede Stromlinie. Aufgrund des Eindringvorgangs ist sie stets größer als die Höhe der Füllkörpersäule über der peripheren Einspeiseebene und liegt daher bei diesen Messungen in der Größenordnung von  $H_S$  [113].

Der Einfluß der Schütthöhe  $H_S$  wurde für  $H_S/D_R = 0.8, 2$  und  $3.2$  untersucht. Der graphische Vergleich in Abb. 6-8 läßt deutlich die infolge höherer Schüttung verstärkte Mischung erkennen. Mit zunehmender axialer Ausdehnung verbreitert sich die Mischzone  $b_m^*$ ; die Extremwerte steigen an der Wand und verringern sich im Zentrum. Die gleichen Effekte sind auch beim Temperaturfeld erkennbar. Die in verschiedenen Höhen gemessenen Verläufe sind jedoch besser voneinander getrennt.

Nach Untersuchungen von RODENHÄUSER mit weniger als sechs peripheren Zuführungen hat die Änderung der Schütthöhe ab einem Abstand von  $H_S/D_R > 1$  zur Einspeisestelle keinen wesentlichen Einfluß auf das Vermischungsfeld mehr, da der Mischvorgang sehr langsam abläuft. Erst nach längeren Strömungswegen ändert sich die Konzentrationsverteilung merklich.



$d_p = 11.82 \text{ mm}$   
 $\dot{m}_p/\dot{m}_z = 20$   
 $\epsilon = 0.4039$   
 $T_p = 712 \text{ K}$

Abb. 6-8:

EINFLUSS DER SCHÜTTHÖHE  $H_S$  AUF DAS VERMISCHUNGSFELD EINES AXIAL/PERIPHER ANGESTRÖMTEN FESTBETTS

### 6.5.1.3 Einfluß des Massenstromdichteverhältnisses $\dot{m}_p/\dot{m}_z$

In technischen Schüttungen resultiert der periphere Gasstrom in den meisten Fällen aus den seitlich in die Schüttung eingebauten Brennern. Sie liefern die für den jeweiligen verfahrenstechnischen Prozeß notwendige thermische Energie, bzw. ermöglichen die Steuerung und Regelung der innerhalb der Schüttung ablaufenden Reaktion durch Änderung des zufließenden Brennstoffmassenstroms (Betriebskosten). Zusätzlich besteht ein funktionaler Zusammenhang zu den Gasversorgungseinrichtungen und der Dimensionierung der Gebläse (Investitions- und Betriebskosten).

Entsprechend der betriebswirtschaftlichen Bedeutung in der Praxis wurde auch am Modell der Einfluß der Aufteilung des gesamten Luftvolumenstroms auf einen peripheren und einen axialen Teilgasstrom hinreichend untersucht.

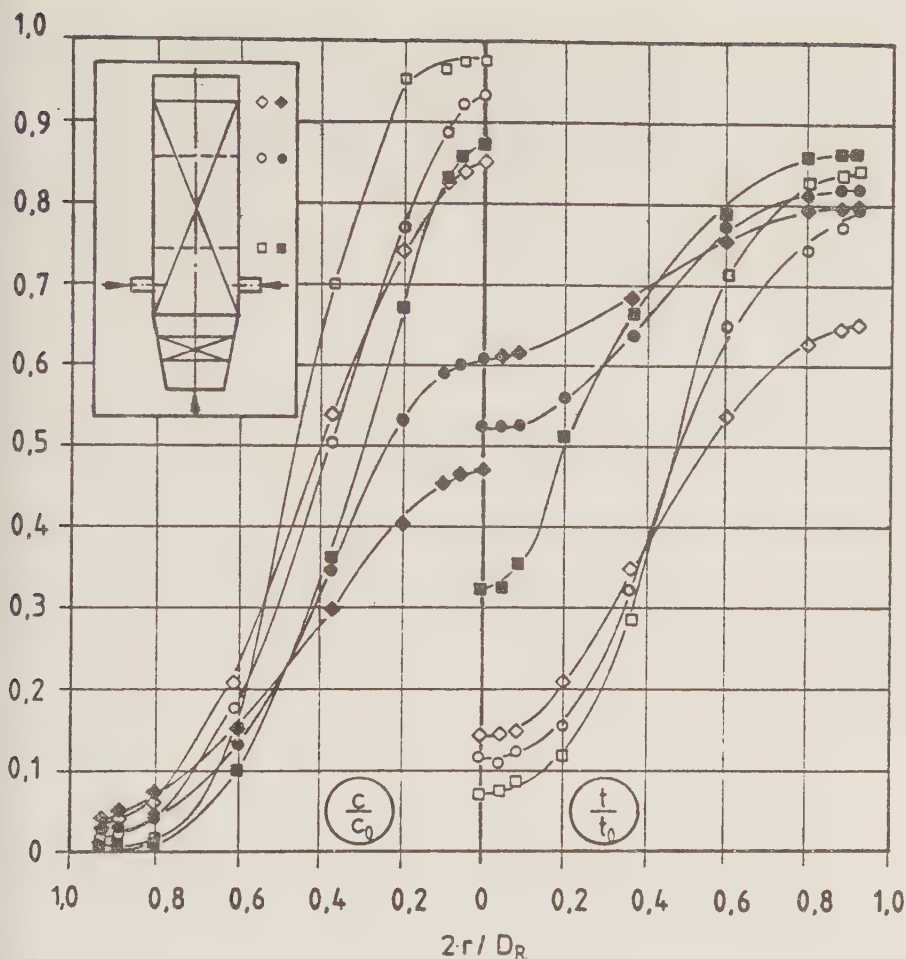
Charakteristische Größe für die Aufteilung des Gasstroms ist das Massenstromdichteverhältnis  $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ . Es berücksichtigt neben den Massenströmen auch die Aufteilung der Eintrittsquerschnittsflächen

$$\frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_z} = \frac{\dot{M}_p}{A_p} \cdot \frac{A_z}{\dot{M}_z} = f_A^* \cdot \frac{\dot{M}_p}{\dot{M}_z} \quad (6-6)$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde der Koeffizient  $f_A^*$  nicht geändert

$$f_A^* = \frac{A_z}{A_p} = \frac{\frac{\pi}{4} \cdot D_R^2}{\frac{\pi}{4} \cdot d_E^2} = \frac{D_R^2}{d_E^2} = 71.12 \quad (6-7)$$

Zur meßtechnischen Ermittlung des Einflusses der Gasaufteilung auf das Vermischungsfeld wurde das Massenstromdichteverhältnis in einem weiten Rahmen variiert (vgl. Tab. 6-4). Selbst bei extrem hohen Werten ( $\dot{m}_p/\dot{m}_z = 96$ ) bleibt der Einfluß der axialen Grundströmung erhalten.



|                       |   |                 |
|-----------------------|---|-----------------|
| $d_p$                 | = | 4.99 mm         |
| $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ | = | 22 → 44 (■ → □) |
| $\varepsilon$         | = | 0.3699          |
| $T_p$                 | = | 701 K           |

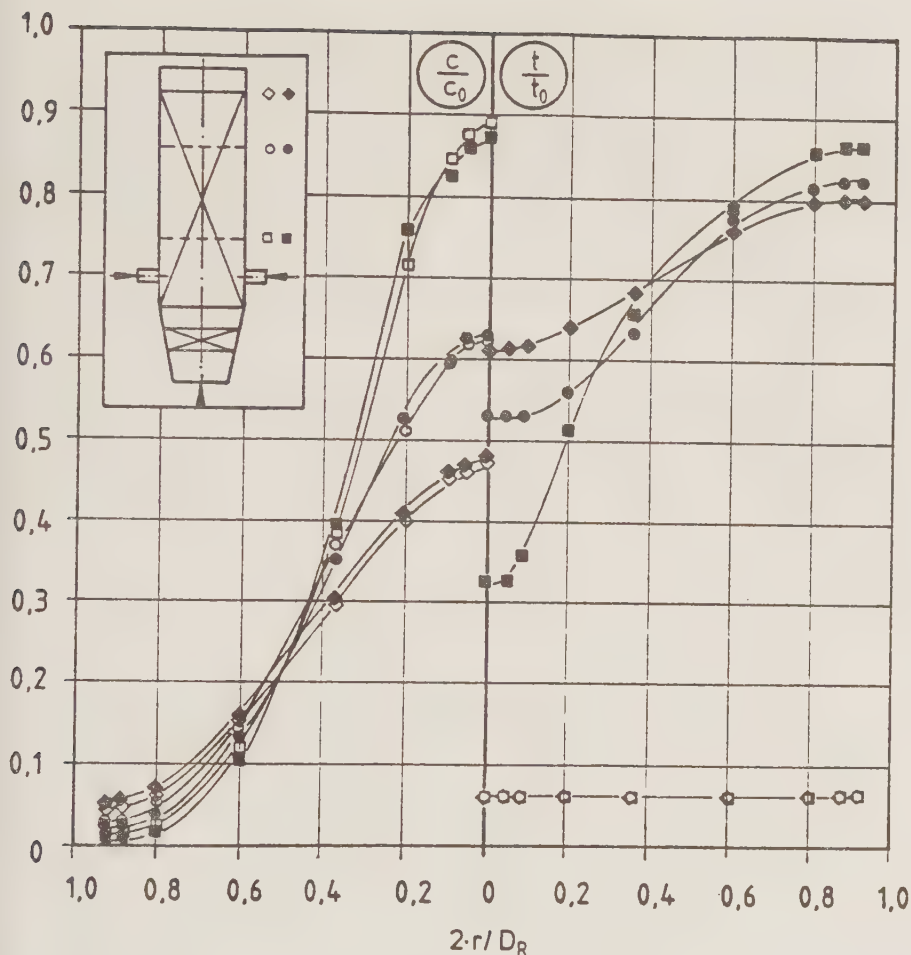
Abb. 6-9: EINFLUSS DES MASENSTROMDICHTEVERHÄLTNISSSES AUF DAS VERMISCHUNGSFELD EINES AXIAL/PERIPHER ANGESTRÖMTEN FESTBETTS

Als Beispiel zeigt Abb. 6-9 den Vergleich mit  $\dot{m}_P/\dot{m}_Z = 23$  und  $\dot{m}_P/\dot{m}_Z = 46$ . Deutlich zu erkennen ist die Abnahme der Mittenkonzentration bzw. die Zunahme der Mitten-temperatur. Die von SODENHÄUSER ermittelte konstante mittlere Steigung der Vermischungszone läßt sich nur für die Schütthöhen  $H_S/D_R = 0.8$  und  $2.0$  bestätigen. Für die Meßhöhe  $H = 800$  mm findet mit zunehmendem  $\dot{m}_P/\dot{m}_Z$ -Verhältnis auch eine gleichzeitige Verbreiterung der Konzentrations- und Temperaturmischzone von  $b_m^* = 0.53$  auf  $b_m^* = 0.67$  statt.

#### 6.5.1.4 Einfluß der Stoffwerte: Temperaturbeaufschlagung des peripheren Gasstroms

Die meisten verfahrenstechnischen Prozesse mit integrierten Festbettsystemen laufen entweder unter Energiezugabe (Hoch-ofenverfahren, nuklearer Hochtemperaturreaktor) oder Energieabgabe (chemische Reaktoren, Katalysatoren) ab. Wichtig für die Dimensionierung derartiger Anlagen ist die genaue Kenntnis der durch ortsabhängige Wärmequellen oder andere Transporteffekte sich ausbildenden axialen und radialen Temperaturfelder. In einem Reaktionsofen z.B. hängen die Reaktionsgeschwindigkeit, die maximal erreichbare Umsetzung und gegebenenfalls die Art des entstehenden Produkts von der thermischen Energie ab [125]. Des weiteren sind auch Stoff- und Impulstransportvorgänge eng mit dem Temperaturfeld gekoppelt.

Um den Einfluß der Stoffwerte auf das Mischverhalten der beiden unterschiedlich zugeführten Gasströme zu untersuchen, wurde der periphere Teilgasstrom mittels eines elektrischen Lufterhitzers mit Temperatur beaufschlagt. Als oberer Grenzwert mußte aus technischen Gründen (Dimensionierung des Lufterhitzers) das Verhältnis  $T_P/T_Z \leq 2.5$  eingehalten werden.



|                       |   |                                                                     |
|-----------------------|---|---------------------------------------------------------------------|
| $d_p$                 | = | 4.99 mm                                                             |
| $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ | = | 44                                                                  |
| $\varepsilon$         | = | 0.3653                                                              |
| $T_p$                 | = | 303 K $\rightarrow$ 701 K<br>( $\square \rightarrow \blacksquare$ ) |

Abb. 6-10:

EINFLUSS DER TEMPERATUR DES PERIPHEREN TEILGAS-STROMS AUF DAS VERMISCHUNGSFELD EINES AXIAL/PERIPHER ANGESTRÖMTEN FESTBETTS

Die in Abb. 6-10 dargestellten Konzentrationswerte haben im isothermen und im adiabaten Fall einen fast identischen Verlauf, bzw. sind nur geringfügig verschoben. Die Erhöhung der Temperatur und die damit verbundene Änderung in den Stoffdaten zeigt keine Auswirkungen auf das Vermischungsfeld. Anders ausgedrückt, die hydrodynamischen Grundgleichungen sind hinsichtlich der durch Temperatur bedingten Wärmeaustauschvorgänge in axial/peripher angeströmten Schüttungen vom Stoff- und Impulsausgleich als entkoppelt anzusehen.

Dieses nicht von vornherein zu erwartende Charakteristikum hat eine große Bedeutung bei der mathematischen Modellierung derartiger Festbettsysteme: Die Lösung der beschreibenden Bilanzgleichungen kann einzeln, unabhängig voneinander erfolgen.

#### 6.5.2 Koaxial angeströmtes Festbett (Modellvariante II)

Zur Untersuchung der Anströmgeometrie auf die in der Schüttung sich einstellenden dreidimensionalen Vermischungsfelder wurde die Versuchsanlage "Komplex durchströmtes Festbett" mittels eines speziellen Anströmbodens auf die koaxiale Durchströmungsart erweitert (vgl. Kap. 5.1.2). Die Fluidzuführung der beiden Teilgasströme erfolgte einheitlich von unten. Dabei ist es möglich, den thermischen Zustand des inneren Luftstroms mittels eines Luftherhitzers auf ein hohes Temperaturniveau anzuheben. Die für die Einflußparameter im axial/peripheren Fall gemachten Aussagen hinsichtlich der Bedeutung für die technische Praxis gelten auch für die koaxiale Beaufschlagung des Festbetts.

#### 6.5.2.1 Einfluß des Partikeldurchmessers $d_p$

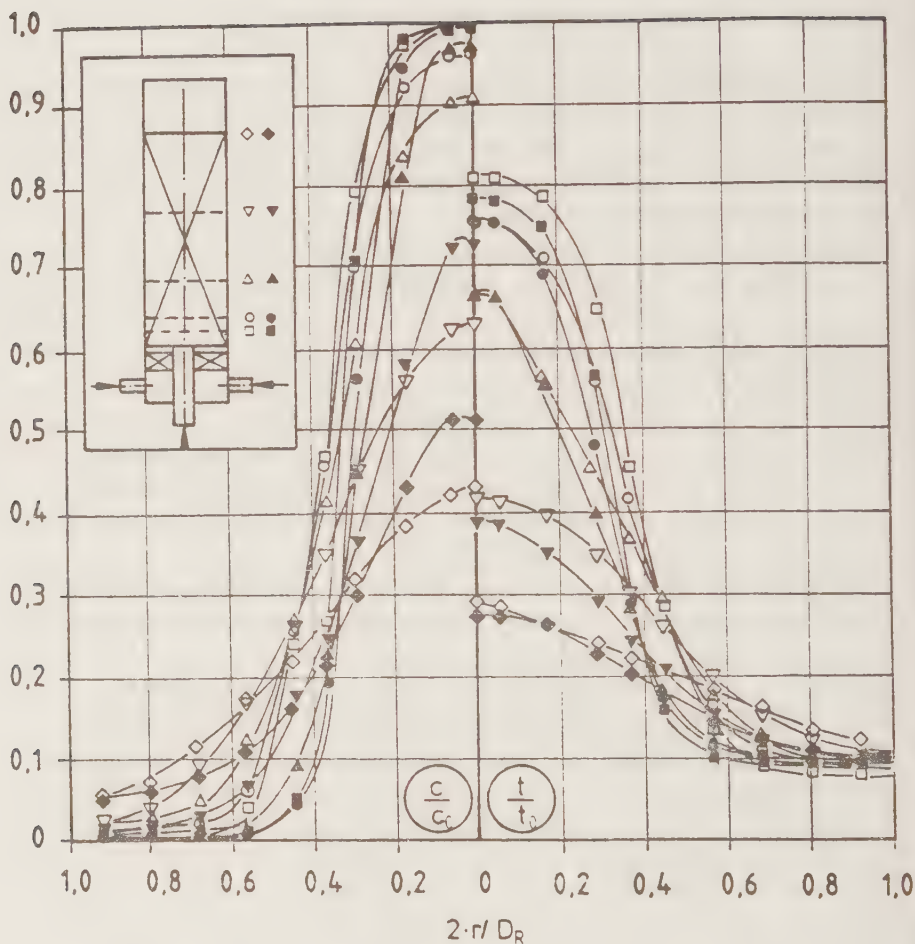
Zur Bestimmung des Schüttguteinflusses auf die Vermischung innerhalb des Haufwerks wurde der effektive Durchmesser der Partikel von  $d_p = 11.82$  mm auf  $d_p = 4.99$  mm verändert. Die Auswirkungen beider Abmessungen sind in Abb. 6-11 vergleichend dargestellt.

Die Variation des Partikeldurchmessers verursacht eine sich vergrößernde Zunahme der Mittenkonzentration mit steigender Schütthöhe. Während bei  $H_S/D_R = 0.2$  noch keine Differenzen auftreten, beträgt der Abfall für  $H_S/D_R = 3.2$  8%. Als Grund hierfür ist die noch nicht vollständig ausgebildete turbulente Vermischung an der Grenzfläche zwischen den beiden Gasströmen sowie der ebenfalls durch die geringe Schüttungshöhe relativ stark ausgeprägte Randgängigkeitseffekt zu nennen. Deutlich zu erkennen ist auch die sich verschmälernde Vermischungszone bei Änderung der Schüttgutgeometrie von  $b_m^* = 0.57$  auf  $b_m^* = 0.47$  bei  $H_S/D_R = 3.2$ . Der den äußeren Luftstrom charakterisierende Extremwert in Wandnähe steigt nur für die größte Schütthöhe geringfügig an.

Für das Temperaturfeld sind prinzipiell die gleichen Einflüsse erkennbar: steigende Mitten Temperatur bei gleichzeitiger Verringerung der Mischzonenbreite. Lediglich die Höhe der Temperaturdifferenzen sowie deren mit der Schüttungshöhe zu korrelierende Verlauf stimmen mit den Konzentrationswerten nicht überein.

#### 6.5.2.2 Einfluß der Schüttungshöhe $H_S$

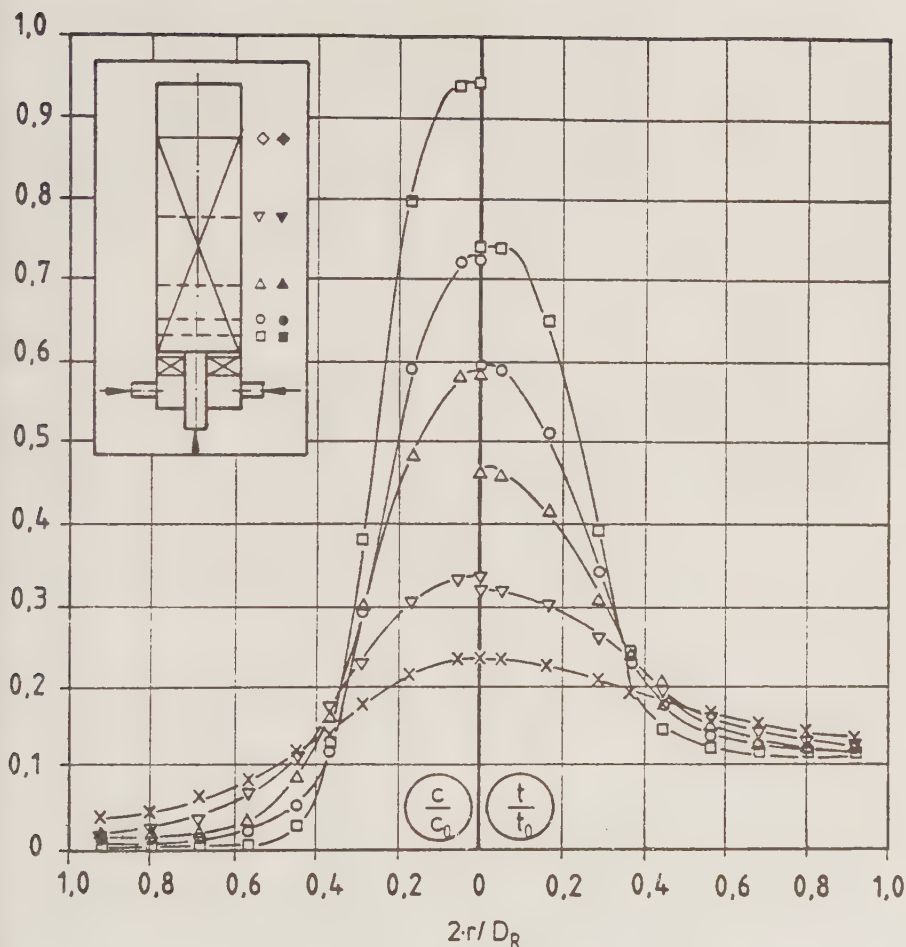
Der Einfluß der Schüttungshöhe  $H_S$  auf die Vermischungsfelder zeigt Abb. 6-12. Dabei wurde die axiale Ausdehnung des Haufwerks zwischen den Werten  $H_S/D_R = 0.2$  und  $H_S/D_R = 3.2$  variiert. Besonders ausgeprägt ist die starke Beeinflussung der Randzone durch den äußeren Luftstrom, der bei größeren Bettabmessungen auch auf die Mittenzone wirkt.



|                         |   |                    |
|-------------------------|---|--------------------|
| $d_p$                   | = | 4.99 mm → 11.82 mm |
| $\dot{m}_i / \dot{m}_a$ | = | 1 (■ → □)          |
| $\epsilon$              | = | 0.3754 → 0.3988    |
| $T_i$                   | = | 596 K              |

Abb. 6-11:

EINFLUSS DES PARTIKELDURCHMESSERS AUF DAS VERMISCHUNGSFELD EINES KOAXIAL ANGESTRÖMTEN FESTEN



|                       |   |          |
|-----------------------|---|----------|
| $d_p$                 | = | 11.82 mm |
| $\dot{m}_i/\dot{m}_a$ | = | 0.7      |
| $\varepsilon$         | = | 0.4021   |
| $T_i$                 | = | 599 K    |

Abb. 6-12:

EINFLUSS DER SCHÜTTUNGSHÖHE AUF DAS VERMISCHUNGSFELD EINES KOAXIAL ANGESTRÖMTEN FESTBETTS

Die Variation der Schüttungshöhe zu größeren Quotienten hin bewirkt in der Schüttung eine stärkere Vermischung. Die in der Mitte gemessenen Konzentrations- und Temperaturwerte sinken ab. Der Abnahmegrad verhält sich dabei umgekehrt proportional zur Schüttungshöhe, d.h. im unteren Bereich des Haufwerks findet eine sehr viel größere Vermischung statt als in den oberen Abschnitten. Die Mischzonenbreite steigt von  $b_m^* = 0.24$  ( $H_S/D_R = 0.2$ ) auf  $b_m^* = 0.56$  ( $H_S/D_R = 3.2$ ) an.

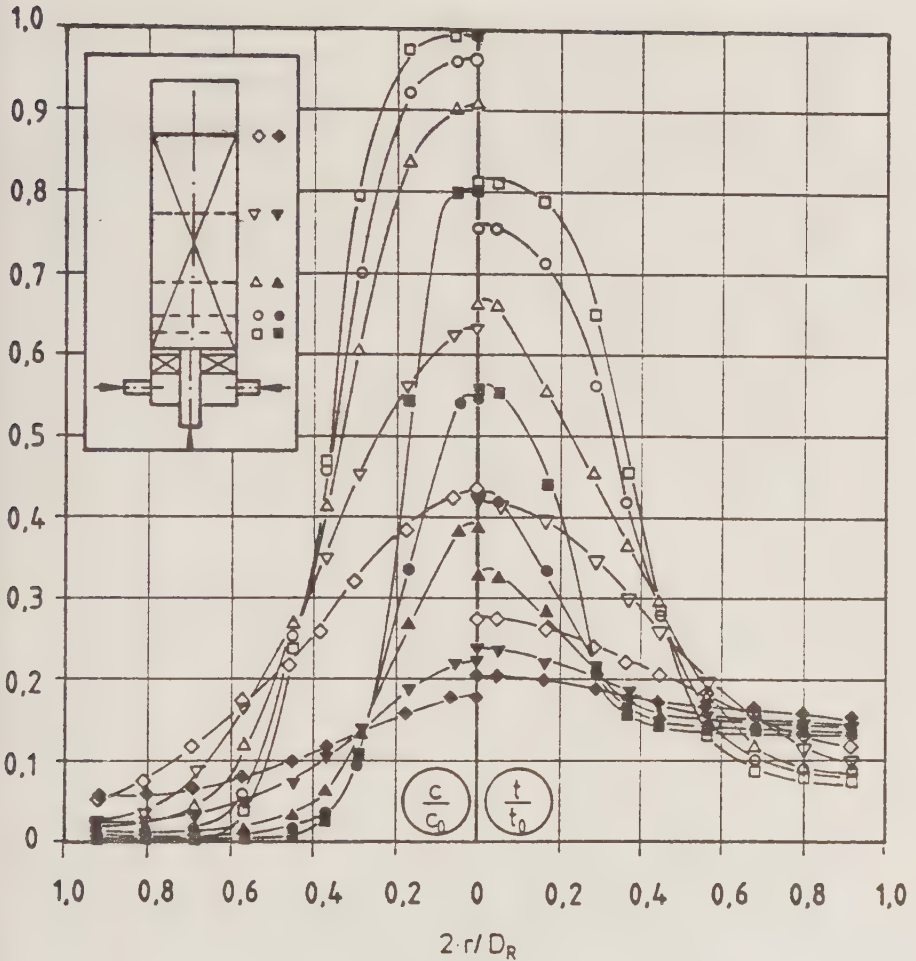
### 6.5.2.3 Einfluß des Massenstromdichteverhältnisses $\dot{m}_i/\dot{m}_a$

Ähnlich dem axial/peripheren Fall hat auch die Aufteilung des Gesamtvolumenstroms auf die beiden coaxialen Gasströme einen großen technischen Stellenwert.

Für die nach Gl. (6-6) zu berechnenden Massenstromdichteverhältnisse gilt als Flächenverhältnis bei coaxialer Zuströmung (vgl. Abb. 5-3) analog zu Gl. (6-7)

$$f_A^{**} = \frac{A_a}{A_i} = \frac{\frac{\pi}{4} \cdot (D_R^2 - 0.1^2)}{\frac{\pi}{4} \cdot d_i^2} = 7.94 \quad (6-8)$$

Zur Bestimmung des Einflusses der Gasaufteilung wurde das Massenstromdichteverhältnis von  $\dot{m}_i/\dot{m}_a$  zwischen 0.5 und 4 variiert. Der Vergleich in Abb. 6-13 läßt bei steigendem  $\dot{m}_i/\dot{m}_a$ -Verhältnis eine starke Verschiebung der Konzentrations- und Temperaturprofile in die Schüttung hinein erkennen. Der Einfluß des inneren Gasstroms auf den Zentralbereich wird größer, die Vermischungszone wandert zu größeren Werten hin. Dabei ist wiederum keine eindeutige Tendenz für die charakteristische Größe  $b_m^*$  in allen Meßhöhen festzustellen. Nur bei  $H_S/D_R = 0.2, 0.4$ , und  $0.8$  kann von einer einfachen Parallelverschiebung ( $b_m^* = \text{const.}$ ) durch die Änderung der Gasaufteilung gesprochen werden. In den restlichen Höhen  $H_S/D_R = 2$  und  $3.2$  dagegen findet zusätzlich auch eine Ände-



$d_p = 11.82 \text{ mm}$   
 $\dot{m}_i / \dot{m}_a = 0.5 \rightarrow 1 \quad (\blacksquare \rightarrow \square)$   
 $\varepsilon = 0.3987$   
 $T_i = 584 \text{ K}$

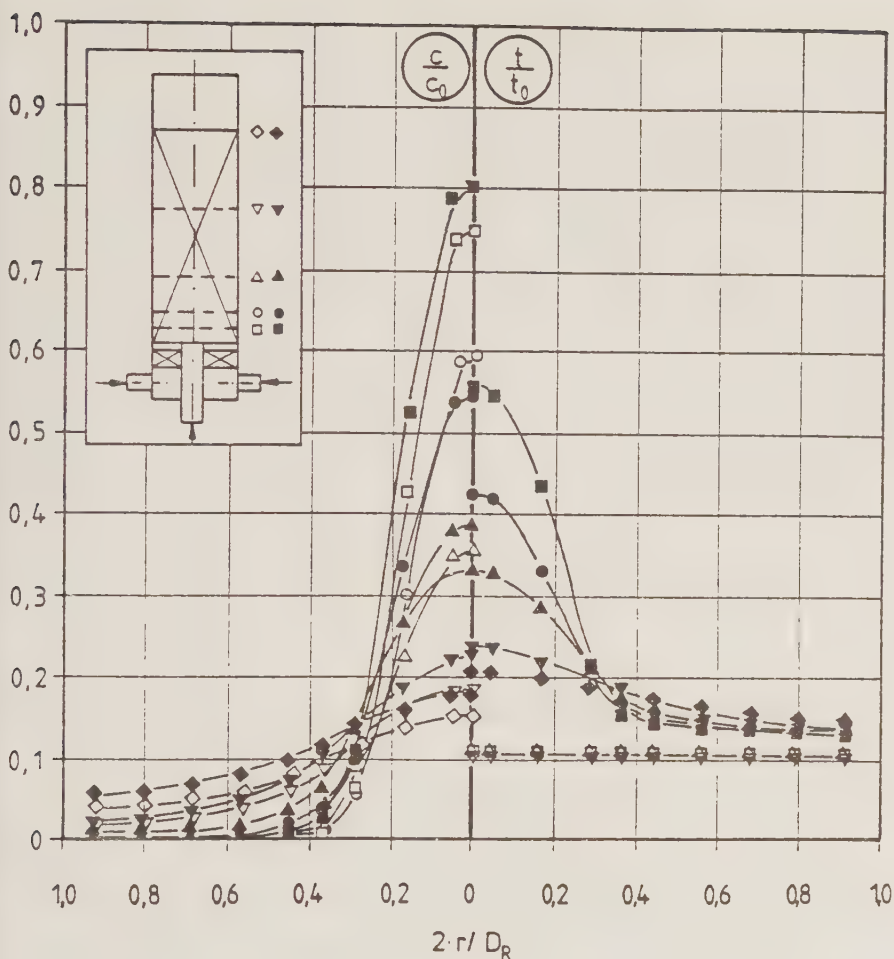
Abb. 6-13:

EINFLUSS DES MASHENSTROMDICHTEVERHÄLTNISSSES AUF  
DAS VERMISCHUNGSFELD EINES KOAXIAL ANGESTROMTEN  
FESTBETTS

zung der Mischzonenbreite statt. Für das Konzentrationsfeld zum Beispiel steigen die Werte von  $b_m^* = 0.49$  auf 0.63 bei  $H_S/D_R = 2$  bzw. von  $b_m^* = 0.56$  auf 0.70 bei  $H_S/D_R = 3.2$ . Mit steigendem Massenstromdichteverhältnis sinken die Konzentrations- und Temperaturniveaus in der Schüttungsmittle ab. Als funktionaler Zusammenhang zur Schüttungshöhe gilt für  $\dot{m}_i/\dot{m}_a = 2.1$  eine direkte, für  $\dot{m}_i/\dot{m}_a = 0.7$  hingegen eine umgekehrte Proportionalität, d.h. im ersten Fall findet der größte Teil der Vermischung in den oberen Schüttungsbereichen, im zweiten Fall aber schon im ersten Drittel des Haufwerks statt. Zurückzuführen ist dieser Widerspruch auf die Dominanz des äußeren Gasstroms. Für geringe Massenstromdichteverhältnisse steigt der Einfluß so stark an, daß die an den Grenzflächen der beiden Fluide ablaufenden Vermischungsvorgänge auf den unteren Schüttungsbereich begrenzt bleiben.

#### 6.5.2.4 Einfluß der Stoffwerte: Temperaturbeaufschlagung des inneren Gaststroms

Zur Bestimmung des Einflusses unterschiedlicher Stoffwerte auf das Vermischungsverhalten innerhalb der Schüttung wurde der innere Teilgasstrom auf maximal 723 K aufgeheizt. Ein Vergleich der Konzentrationsverläufe bei verschiedenen Temperaturen ( $T_{\text{isotherm}} = 300 \text{ K}$  /  $T_{\text{adiabat}} = 570 \text{ K}$ ) aber ansonsten gleichen und konstanten Betriebsbedingungen zeigt keinen fast identischen Verlauf wie im axial/peripheren Fall (vgl. Abb. 6-14). Bei der coaxialen Durchströmung des Haufwerks sind alle "heißen" Graphen geringfügig in die Schüttung hinein verschoben; der Einfluß des inneren Stroms ist also leicht verstärkt. Die Anhebung der Mischzonen verläuft in allen Meßhöhen parallel. Ein ähnlicher Effekt wie bei der Änderung des Massenstromdichteverhältnisses für große Höhen ist nicht zu erkennen.



|                         |   |                                        |
|-------------------------|---|----------------------------------------|
| $d_p$                   | = | 11.82 mm                               |
| $\dot{m}_i / \dot{m}_a$ | = | 0.5                                    |
| $\varepsilon$           | = | 0.3979                                 |
| $T_p$                   | = | 298 K $\rightarrow$ 633 K              |
|                         |   | ( $\square \rightarrow \blacksquare$ ) |

Abb. 6-14: EINFLUSS DER TEMPERATUR DES INNEREN GASSTROMS AUF DAS VERMISCHUNGSFELD EINES KOAXIAL ANGESTROMTEN FESTBETTS

#### 6.5.2.5 Einfluß des Meßverfahrens (oberhalb und innerhalb der Schüttung)

Wichtig für eine effiziente Erfassung der prinzipiellen Einflüsse verschiedener Modellparameter ist ein korrektes, fehlerfreies Meßverfahren. Diese Voraussetzung gewährleistet die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und die Vergleichbarkeit zu Messungen anderer Autoren.

Zur Überprüfung der an der koaxialen Modellvariante meßtechnisch erfaßten Konzentrations-, Temperatur- und Druckfelder wurden sämtliche Versuche sowohl mit den Messungen oberhalb der Schüttgutoberfläche als auch mit dem Sondenmeßverfahren innerhalb der Schüttung durchgeführt. Zusätzlich sollte geklärt werden, inwieweit der über einer Meßebene liegende Schüttungsabschnitt und der damit verbundene erhöhte Druckverlust die Messungen beeinflussen, bzw. inwieweit die Störung der Schüttungsstruktur durch die Sonden zu Fehlern bei der Meßwerterfassung führt.

Der Vergleich aller mit den verschiedenen Meßanordnungen durchgeführten Vermischungsfelder zeigt immer das gleiche Ergebnis: die Konzentrations- und Temperaturverläufe stimmen innerhalb des durch systematische oder zufällige Fehler begrenzten Rahmens bis auf einige Meßausreißer überein. Auf eine beispielhafte graphische Darstellung wird verzichtet, da sie zu keiner Erweiterung des Kenntnisstands führt. Der Einfluß der Gesamtschüttung auf die Sondenmessung innerhalb des Haufwerks war nicht zu erkennen. Ebenso konnten keine Auswirkungen der zwischen die Partikel geschobenen Sonden nachgewiesen werden.

#### 6.5.3 Koaxial angeströmtes Festbett mit eingebautem Heizkörper (Modellvariante III)

Eine andere Möglichkeit, die Stoffwerte innerhalb einer technischen Schüttung zu verändern, besteht in dem Einbau

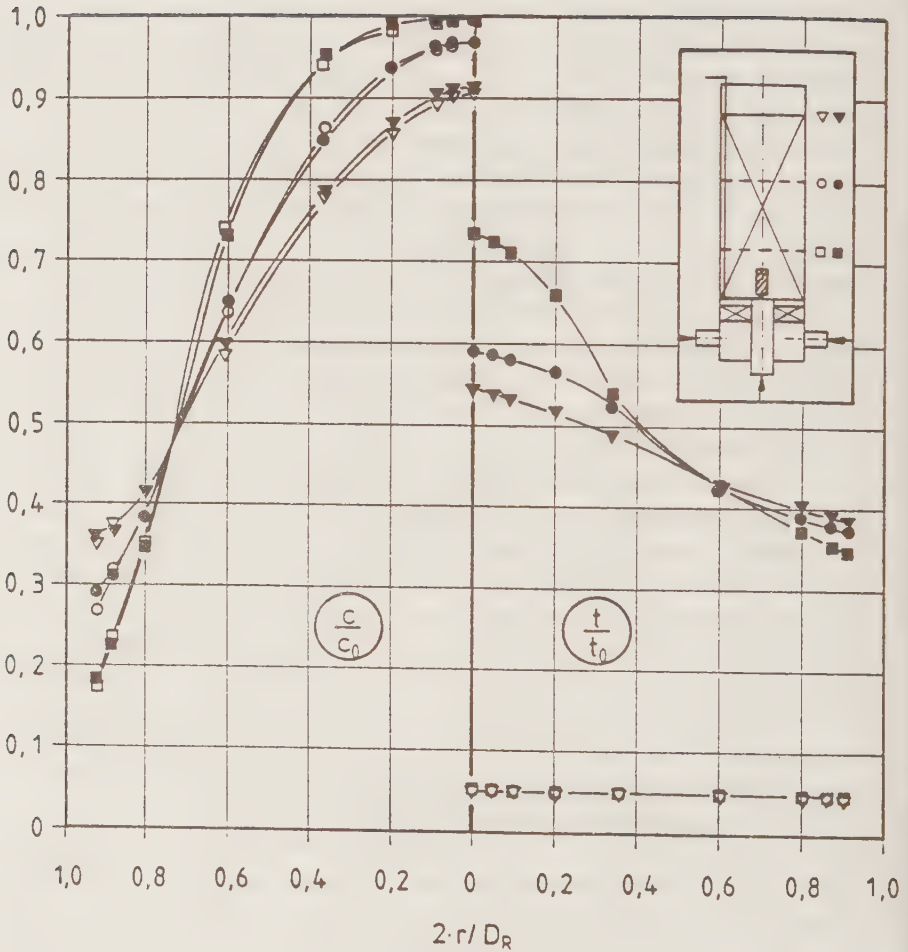
von Wärmequellen (z.B. nuklearer Hochtemperaturreaktor). Zur Modellierung dieser Konzeption wurde in die Glaskugelschüttung ein elektrischer Heizkörper direkt oberhalb des inneren Anströmbodens eingebaut (vgl. Kap. 5.1.3), um die durch den Wärmetransport zusätzlich entstehenden Vermischungseffekte durch Vergleiche mit isotherm durchgeführten Versuchen zu ermitteln. Voraussetzung für die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Schütttschichtsysteme ist eine einheitliche Anströmgeschwindigkeit beider koaxial zugeführter Gasströme. Anders ausgedrückt, das komplex beaufschlagte Haufwerk wird rein axial ohne nennenswerte Geschwindigkeitsgradienten an den Grenzflächen (kein Impulsaustausch) durchströmt. Die Markierung des Fluids erfolgt diesmal durch eine  $\text{CH}_4$ -Impfung des Zentralstroms.

Die mit und ohne Betrieb der Heizpatrone durchgeführten Messungen zeigt beispielhaft Abb. 6-15. Danach weist der warme innere Luftstrom in allen drei Meßebenen die gleiche Konzentrationsverteilung auf wie bei einer isothermen Betriebsführung. Lediglich der Randwert bei  $H_S/D_R = 2$  steigt leicht an, was aber auch durch eine Meßungenauigkeit zu erklären ist.

#### 6.5.4 Axial angeströmtes Festbett mit zentralem $\text{CH}_4$ -Brenner (Modellvariante IV)

Bei den Untersuchungen an den Schachtofen-Modellvarianten I - III hinsichtlich des Einflusses der Stoffwerte auf das Konzentrations- und das Temperaturfeld durch Aufheizen eines der beiden Teilgasströme ließen sich keine bzw. nur kleine zusätzliche Vermischungseffekte feststellen. Im axial/peripheren Fall stimmten die isothermen und adiabaten Konzentrationsverläufe überein (vgl. Abb. 6-10); bei der koaxialen Fluidzuführung traten geringfügige Abweichungen auf (vgl. Abb. 6-14).

Zur Überprüfung dieses für die mathematische Modellierung wichtigen Charakteristikums (Entkopplung der Bilanzgleichun-



|                         |   |                                        |
|-------------------------|---|----------------------------------------|
| $d_p$                   | = | 11.82 mm                               |
| $\dot{m}_i / \dot{m}_a$ | = | 8                                      |
| $\varepsilon$           | = | 0.3987                                 |
| $T_H$                   | = | 293 K $\rightarrow$ 343 K              |
|                         |   | ( $\square \rightarrow \blacksquare$ ) |

Abb. 6-15:

EINFLUSS DER TEMPERATUR AUF DAS VERMISCHUNGS-  
FELD EINES KOAXIAL ANGESTRÖMTEN FESTKÖRPER  
MIT EINGEBAUTEM HEIZKÖRPER

gen) wurden in einer kleinen nichtadiabaten Testapparatur (vgl. Abb. 5-5) die Stoffwerte in einem sehr viel größeren Rahmen variiert. Die dazu notwendige thermische Energie lieferte ein zentrisch in der Schüttung eingebauter  $\text{CH}_4$ -Brenner ( $T_{\text{ad}} \approx 2200 \text{ K}$ ). Da für die Bestimmung der Konzentrationsverteilung zum einen nicht auf die  $\text{CH}_4$ -Impfung des kalten Gasstroms zurückgegriffen werden konnte, zum anderen aber auch keine aufwendigen und komplexen Meßanordnungen wie zum Beispiel zur Heliummessung einsetzbar waren, wurde eine andere Möglichkeit ausprobiert: Während bei Vormischflammen die Mischung von Brennstoff und Luft vor dem Feuerraum stattfindet, geschieht sie bei Diffusionsflammen innerhalb des Feuerraums durch einen Diffusionsvorgang, der je nach Strömungszustand laminar oder turbulent verläuft. Im ersten Fall sind Zündung und Reaktion, im zweiten Fall die Vermischung geschwindigkeitsbestimmend [55]. Überträgt man diese Zusammenhänge auf die Verbrennungsabläufe in Haufwerken (vgl. [28,30]), so lassen sich das Temperaturvermischungsfeld mit der Vormischflamme und das Konzentrationsvermischungsfeld mit der Diffusionsflamme über Temperaturmessungen oberhalb der Schüttgutoberfläche bestimmen.

Bei der Durchführung derartiger Versuche traten mehrere Probleme auf: Von den einsetzbaren Brennern (vgl. Abb. 5-6) gelang es nur mit dem Typ d, eine in der Schüttung brennende Vormischflamme zu erzeugen. Bei den anderen drei Formen fackelte das Brenngasgemisch erst oberhalb der Schüttung ab. Aus Gründen der Vergleichbarkeit der Meßergebnisse wurde als Diffusionsbrenner auch nur der mit einem Maschennetz als Austrittsfläche versehene Brenner verwendet. Weitere Schwierigkeiten bereiteten die sehr schlechten Zündeigenschaften des Gemisches innerhalb der Partikel. Dies galt vor allem für die Diffusionsflammen. Da die Zündung über einen Zündtrafo nicht ausreichte, wurde die Verbrennung durch ein bis in die Nähe des Brennerkopfes führendes Edelstahlröhrchen mit einer Acetylen-Sauerstoff-Flamme gestartet.

#### 6.5.4.1 Temperaturvermischungsfeld (Vormischflamme)

Das mit einer CH<sub>4</sub>-Luft-Vormischflamme innerhalb der Schüttung erzeugte Temperaturfeld ist in Abb. 6-16 in Abhängigkeit von der Schütthöhe ( $H_S/D_R = 1.1, 1.4$  und  $1.8$ ) graphisch dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die erhöhte Mischung bei steigendem  $H_S/D_R$ -Verhältnis (sinkende Mittentemperatur) sowie der Anstieg der entsprechenden Randwerte. Die Breite der Vermischungszone nimmt merklich zu.

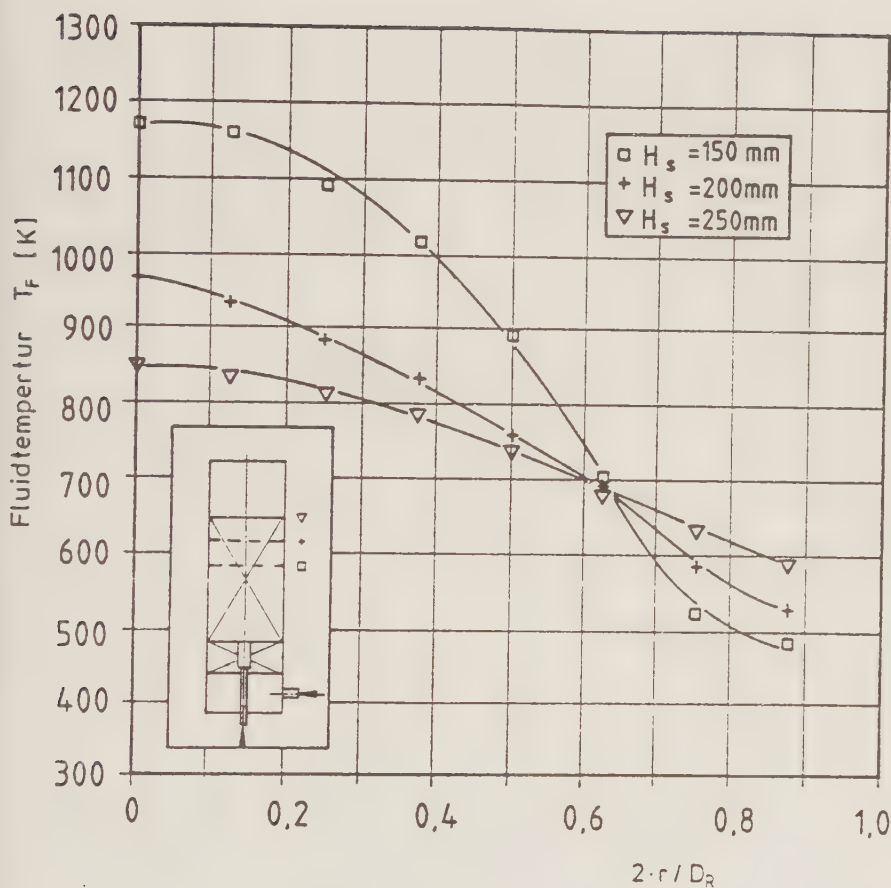
Eine ebenfalls durchgeführte Variation des Massenstromdichteverhältnisses zeigt Abb. 6-17. Für das charakteristische Flächenverhältnis gilt

$$f_A^{**} = \frac{A_a}{A_i} = \frac{\frac{\pi}{4} \cdot (D_R^2 - d_{Br}^2 \cdot \epsilon_{Br})}{\frac{\pi}{4} \cdot d_{Br}^2 \cdot \epsilon_{Br}} = 97. \quad (6-9)$$

Mit den in der Abbildung aufgeführten Volumenstromverhältnissen  $\dot{V}_a/\dot{V}_i$  ergeben sich für  $\dot{m}_i/\dot{m}_a$  die Werte:

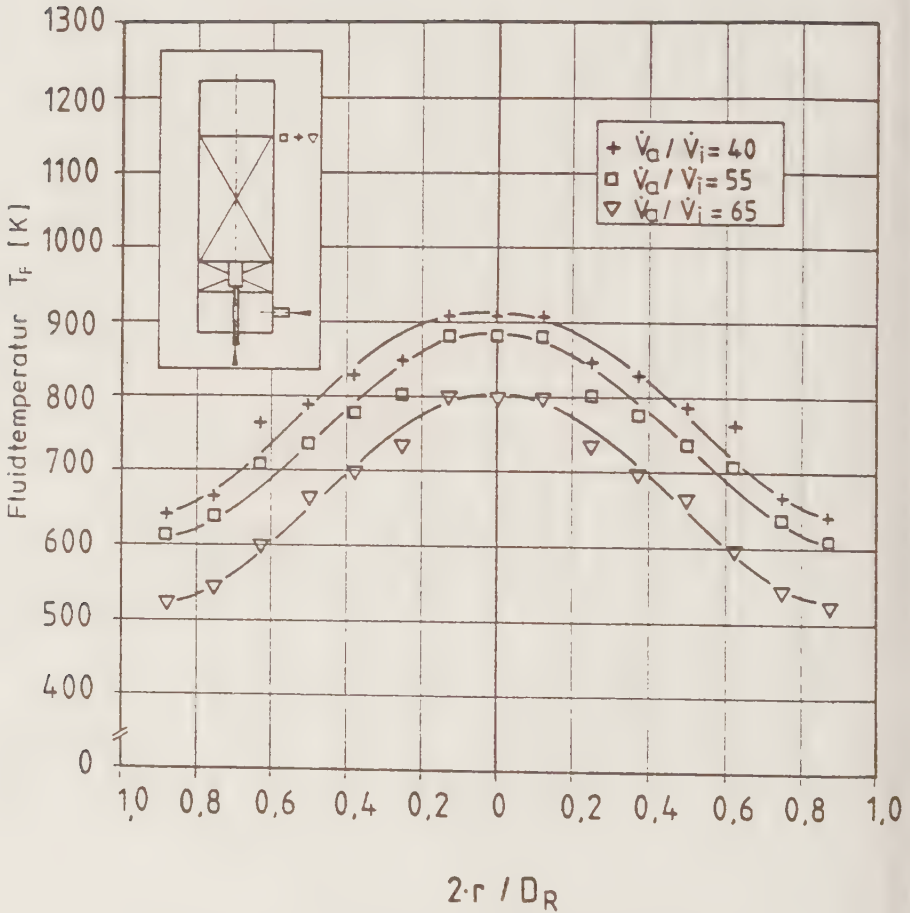
| Kurve | $\dot{V}_a/\dot{V}_i$ | $\dot{m}_i/\dot{m}_a$ |
|-------|-----------------------|-----------------------|
| +     | 40                    | 0.27                  |
| □     | 55                    | 0.19                  |
| ▽     | 65                    | 0.17                  |

Der Verlauf der drei Graphen weist die erwarteten Einflüsse auf: Die Kurven sind für steigende Massenstromdichteverhältnisse parallel in die Stahlkugelschüttung hinein verschoben. Da nur die Schütthöhe  $H_S/D_R = 1.8$  in der Graphik berücksichtigt wird, sind hinsichtlich der Vermischungszonen keine zusätzlichen Effekte zu beobachten (vgl. Kap. 6.5.2.3).



$d_p$  = 11.74 mm  
 $\dot{m}_i / \dot{m}_a$  = 0.17  
 $\epsilon$  = 0.4039  
 $T_{Br}$  = > 1000 K

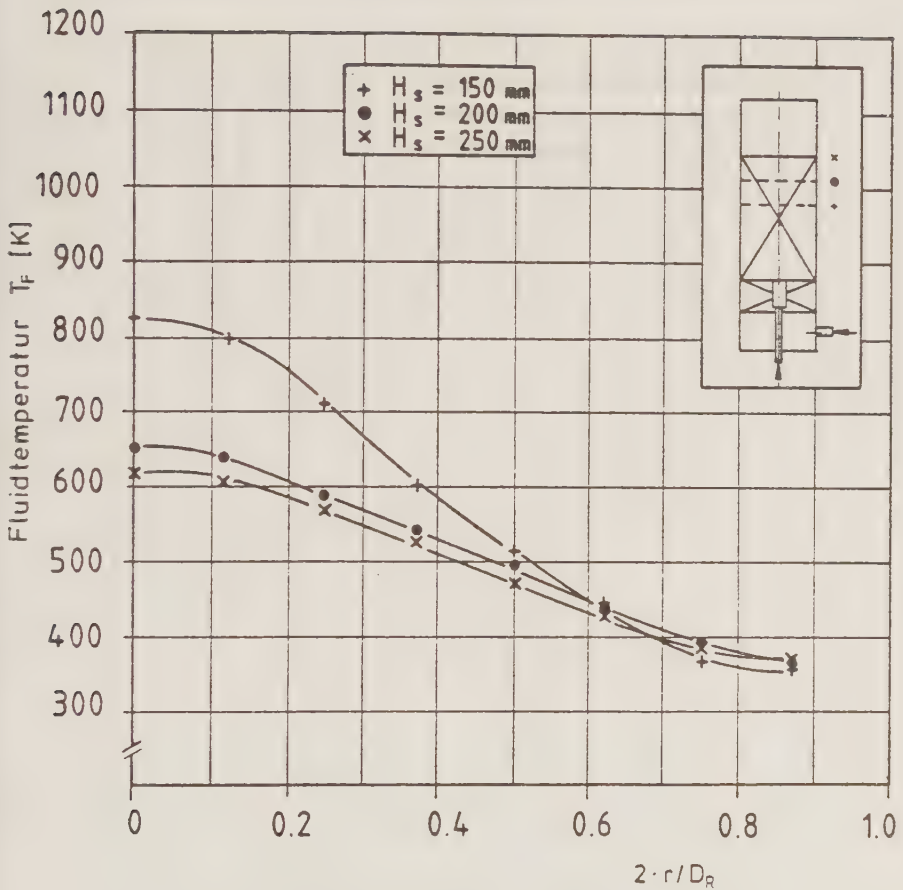
Abb. 6-16: EINFLUSS DER SCHUTTHÖHE AUF DAS TEMPERATURVERMISCHUNGSFELD EINES KOAXIAL ANGESTRÖMTEN FESTBETTS (MIT CH<sub>4</sub>-BRENNER)



|                         |   |                    |
|-------------------------|---|--------------------|
| $d_p$                   | = | 11.74 mm           |
| $\dot{m}_i / \dot{m}_a$ | = | 0.17 → 0.19 → 0.27 |
| $\epsilon$              | = | 0.4039             |
| $T_p$                   | = | > 1000 K           |

Abb. 17:

EINFLUSS DES MASENSTROMDICHTEVERHÄLTNISSSES AUF  
DAS TEMPERATURVERMISCHUNGSEELD EINES KOAXIAL  
ANGESPRECHTEN FESTBETTS ( $CH_4$ -VORMISCHFLAMME)



$d_p = 11.74 \text{ mm}$   
 $\dot{m}_i / \dot{m}_a = -$   
 $\varepsilon = 0.4039$   
 $T_p = > 1000 \text{ K}$

Abb. 6-18:

EINFLUSS DER SCHÜTTHÖHE AUF DAS TEMPERATURVERMISCHUNGSFELD EINES KOAXIAL ANGESTRÖMTEN FESTBETTS ( $\text{CH}_4$ -DIFFUSIONSFLAMME)

#### 6.5.4.2 Konzentrationsvermischungsfeld (Diffusionsflamme)

Die Meßergebnisse (Temperaturerfassung) des sich durch eine  $\text{CH}_4$ -Diffusionsflamme ausbildenden Vermischungsfeldes sind in Abb. 6-18 dargestellt. Ein Vergleich zu den ebenfalls ermittelten isothermen Konzentrationsverläufen ergab kein zufriedenstellendes Resultat, da infolge der nichtstöchiometrischen Verbrennung (vgl. Abb. 6-19 [152]) keine gesicherten Anhaltspunkte für die Temperatur am Brennerkopf möglich sind und durchgeführte Messungen mit verschiedenartigen Thermo-  
elementen versagten.

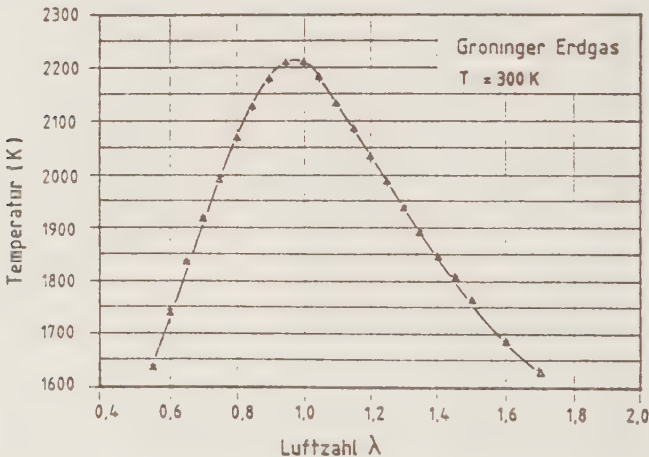


Abb. 6-19: ADIABATE FLAMMENTEMPORATUR VON METHAN ( $\text{CH}_4$ )  
IN ABHÄNGIGKEIT VON DER LUFTZAHL

#### 6.5.5 Ergebnisse der Parameterstudie

Die im Rahmen der Parameterstudien an der axial/peripheren und koaxialen Versuchsanlage durchgeführten Untersuchungen hinsichtlich des Einflusses verschiedener Modellparameter lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

Die in der komplex durchströmten Schüttung ablaufenden Impuls-, Wärme- und Stoffausgleichsvorgänge werden durch die Aufteilung des Gasstroms auf einen axialen und einen peripheren bzw. auf zwei koaxiale Luftströme bestimmt. Im Gegensatz zu dem sich sehr schnell einstellenden Ausgleich der Geschwindigkeitsunterschiede verläuft der Abbau der Konzentrations- und Temperaturgradienten sehr viel langsamer ab. Neben den konvektiven tragen vor allem die konduktiven Transportmechanismen (Diffusion, Wärmeleitung, Strahlung ...) zur Vermischung bei.

Alle untersuchten Einflußgrößen

- $d_p$ ,  $H_S$ ,  $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ ,  $T_p$  (axial/peripher)
- $d_p$ ,  $H_S$ ,  $\dot{m}_i/\dot{m}_a$ ,  $T_i$  (koaxial)

üben mit Ausnahme der Temperaturen  $T_p$  und  $T_i$  einen großen Einfluß auf die sich in der Schüttung ausbildenden Konzentrations- und Temperaturvermischungsfelder. Entsprechend ihrer Wirkungsweise lassen sich die verschiedenen Parameter in mehrere Gruppen unterteilen:

- Die Schütthöhe  $H_S$  und der Partikeldurchmesser  $d_p$  bestimmen hauptsächlich die Breite der Mischungszone. Diese nimmt mit steigenden  $H_S$ - und  $d_p$ -Werten stetig zu. Während für die axial/periphere Beaufschlagung die mittlere Vermischung  $c/c_0 = 0.5$  relativ ortsfest bleibt, ist dieser Effekt bei der koaxialen Zuströmung nicht festzustellen.

- Das Massendichteverhältnis hat einen entscheidenden Einfluß auf die örtliche Lage und das Niveau der verschiedenen Vermischungsfelder. Gleichzeitig wird aber auch für große  $H_S/D_R$ -Verhältnisse die Mischzone bei steigender Gasaufteilung schmaler.
- Die Stoffwerte des peripheren bzw. des inneren koaxialen Teilgasstroms üben wider Erwarten keinen bzw. nur einen sehr kleinen Einfluß auf die Vermischung aus. Lediglich beim koaxialen Fall verschieben sich die Konzentrations- und Temperaturverläufe mit steigender Temperaturbeaufschlagung parallel in die Schüttung hinein. Dieses Ergebnis ist besonders wichtig für die mathematische Modellierung adiabater Schüttelschichtsysteme.
- Keinerlei Einfluß auf die Vermischung hat auch die Art der Meßwerterfassung. Beide verwendeten Verfahren kommen zu den gleichen Ergebnissen. Auswirkungen durch den erhöhten Druckverlust und die in die Schüttung eingeschobenen Sonden sind zu vernachlässigen.
- Die Änderung der komplexen Anströmgeometrien hat mit Ausnahme der zusätzlichen Effekte bei Änderung des Massenstromdichteverhältnisses keine besonderen Auswirkungen auf die in der Schüttung ablaufenden Vorgänge. Für beide Durchströmungsarten läßt sich das Haufwerk einteilen in einen komplex durchströmten Abschnitt mit vollständigem Impulsausgleich und in den sich ausschließenden gleichmäßig beaufschlagten Bereich, der durch die konvektiven und konduktiven Transportmechanismen vor allem an den Grenzflächen zwischen den verschiedenen zugeführten Teilgasströmen bestimmt wird.

#### 6.5.6 Charakteristische Vermischungspunkte einer komplex angeströmten Schüttung

Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebszustände an den verschiedenen Modellkonfigurationen weisen eine Besonderheit auf: Die in Abhängigkeit von der Schütthöhe  $H_S$  über der Radialkoordinate meßtechnisch erfaßten Konzentrations- und Temperaturverläufe schneiden sich jeweils in einem Punkt (vgl. Abb. 6-7 bis Abb. 6-18).

Zur besseren Veranschaulichung wurden alle Schnittpunkte der an der koaxialen Versuchsanlage aufgenommenen Vermischungsfelder in einem Diagramm nach Konzentrations- und Temperaturwerten getrennt dargestellt. Die unterschiedliche Anzahl von c- und T-Mischpunkten erklärt sich durch die zweifache Erfassung des Stoffaustausches bei isothermen und adiabaten Versuchen. Auffällig in Abb. 6-20 ist der eindeutige funktionale Zusammenhang zwischen den normierten Werten  $c/c_0$  und  $t/t_0$  und der bezogenen Koordinate  $2 \cdot r/D_R$ . Die zusätzlich in die Graphik eingezeichneten linearen Regressionsgeraden bestätigen diese Tendenz

$$\frac{c}{c_0} = 1.3 \cdot \left[ \frac{2 \cdot r}{D_R} \right] - 0.15 \quad (6-10)$$

$$\frac{t}{t_0} = 1.15 \cdot \left[ \frac{2 \cdot r}{D_R} \right] - 0.17 \quad (6-11)$$

Die fast gleichen mathematischen Beziehungen zwischen Temperatur bzw. Konzentration und dem normierten Durchmesser entsprechen der schon öfter angesprochenen Analogie zwischen Stoff- und Wärmetransportmechanismen.

Ein anderer Zusammenhang in der Graphik wird deutlich, wenn man die für jeden Mischpunkt zugehörigen Betriebsparameter betrachtet. Dabei fällt auf, daß für die Versuche, in denen die Schnittpunkte unterhalb des für die innere Zuströmung

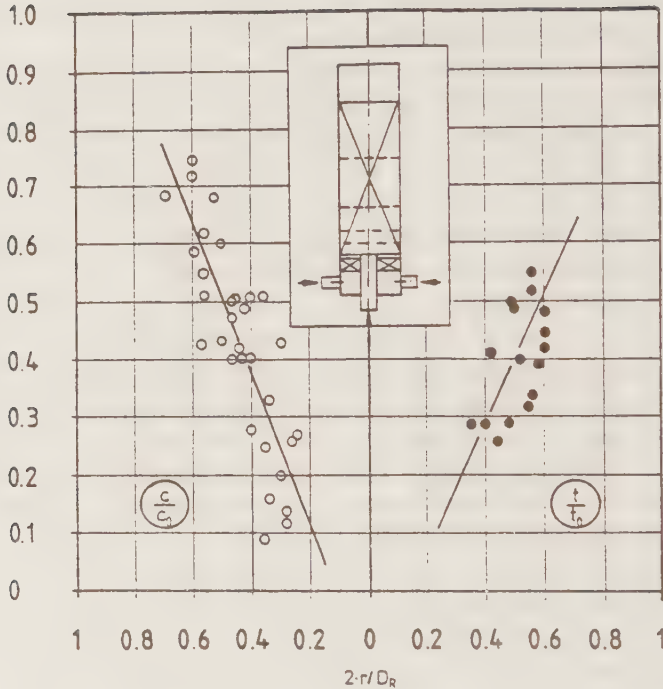


Abb. 6-20: MISCHPUNKTE DES KOAXIALEN DURCHSTRÖMTEN FESTBETTS

charakteristischen Wertes von  $d_i/D_R = 0.33$  liegen, der innere Teilgasstrom dominiert, für oberhalb liegende Punkte das Massenstromdichteverhältnis  $\dot{m}_i/\dot{m}_a$  jedoch sehr kleine Werte aufweist. Dieses Phänomen läßt sich durch folgende Überlegungen erklären: Jeder der beiden coaxial zugeführten Teilgasströme beansprucht den eingestellten Betriebsbedingungen entsprechend den ihm zustehenden Schüttungsanteil. Nach dem sehr schnell ablaufenden Impulsausgleich bestimmt aber noch das Volumenstromverhältnis diese Aufteilung. Der innere Gasstrom durchläuft einen Kreiszylinder, der äußere eine Kreiszylinderschale. Die durch Stoff- und Wärmetransporteffekte bestimmte Mischzone hat ebenfalls die Form einer Zylinderschale und läßt sich anteilmäßig aufteilen.

## 7. Mathematische Modellierung der Austauschvorgänge in komplex durchströmten Schüttungen

Für die mathematische Modellierung der in diskret dispersiven Schüttungsschichtsystemen ablaufenden Vorgänge existiert eine Vielzahl verschiedener quantitativer Beschreibungsmöglichkeiten. Sie alle haben gemeinsam, daß sie losgelöst vom realen System sowohl das Verhalten bei Änderung der unabhängigen Betriebsvariablen wiedergeben (Simulation), als auch Aussagen über noch nicht realisierte Betriebszustände ermöglichen (Planung). Außerdem können mit Hilfe der mathematischen Modelle auch technisch und wirtschaftlich günstige Betriebszustände ermittelt werden (Optimierung). Bei der zweckmäßigsten Berechnung und Auslegung derartiger Systeme steht heute noch eine pragmatische Betrachtungsweise im Vordergrund. Das bedeutet, daß auf der Grundlage von experimentell ermittelten Konzentrations- und Temperaturprofilen halbempirische Berechnungsmethoden zur Festbettauslegung herangezogen werden. Da neben den gemessenen Profilen im wesentlichen die Art und Anordnung des Schüttguts die ablaufenden Prozesse beeinflusst, zielen halbempirische Ansätze im allgemeinen auf eine überschlägige Festlegung der erforderlichen Partikelmassen bzw. Schüttungsvolumina und die für den Betrieb der Anlage wichtigen strömungstechnischen Randbedingungen.

Für eine hinreichend genaue Modellierung eines technischen Schüttungsschichtsystems muß die Kinetik von Impuls-, Stoff- und Wärmetransport bekannt sein. Eine mathematische Beschreibung des Zusammenwirkens dieser komplexen Transportvorgänge geschieht bevorzugt in Form von Differentialgleichungen. Die jeweils für ein Volumenelement, eine Phase und gegebenenfalls auch für eine reagierende Komponente  $j$  aufgestellten Bilanzgleichungen beinhalten dabei für jeden wirksamen Teilvorgang einen entsprechenden Term. Die allgemeinen Erhaltungsbedingungen in einem verfahrenstechnischen Festbett lassen sich in vektorieller Schreibweise durch die DAMKÖLER'schen Gleichungen darstellen [29]:

### Impulsbilanz

$$\frac{\partial (\rho \cdot \vec{v})}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho \cdot \vec{v} x \vec{v}) + \operatorname{div}(\nu \cdot \operatorname{grad} \rho \cdot \vec{v}) - \operatorname{grad} p \quad (7-1)$$

### Energiebilanz

$$\frac{\partial (\rho \cdot c_p \cdot T)}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho \cdot c_p \cdot T \cdot \vec{v}) + \operatorname{div}(\lambda \cdot \operatorname{grad} T) - r(-\Delta H_R) \quad (7-2)$$

### Stoffbilanz

$$\frac{\partial c_j}{\partial t} = -\operatorname{div}(c_j \cdot \vec{v}) + \operatorname{div}(\nu_j \cdot \operatorname{grad} c_j) + \nu_j \cdot r. \quad (7-3)$$

Bei den in sehr allgemeiner Form geschriebenen Bilanzgleichungen handelt es sich um Systeme nichtlinearer, gekoppelter partieller Differentialgleichungen. Sie sind sehr komplex und analytisch nicht geschlossen lösbar. Aus diesem Grunde sind eine Reihe vereinfachender Annahmen zu treffen, um brauchbare Modelle zu erhalten. Nach HOFMANN [65] läßt sich die Zielrichtung solcher Vereinfachungen durch die folgenden, aus der Sicht der praktischen Anwendung resultierenden Forderungen charakterisieren:

- Das Modell sollte nur so detailliert sein, wie es für den betreffenden Zweck unbedingt erforderlich ist (maximal sloppyness).
- Das Modell sollte möglichst wenig Parameter enthalten.
- Für die Parameter des gewählten Systems sollten zuverlässige Korrelationsbeziehungen existieren.
- Der mathematische Aufwand zur Lösung der Modellgleichungen sollte möglichst gering sein.

Für die mathematische Modellierung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Festbettsysteme lieferten die durchgeführten Versuche ein wichtiges Charakteristikum. Bei einer adia-

baten Betriebsweise sowohl des axial/peripher durchströmten Haufwerks als auch bei der coaxialen Zuführung zweier verschiedener Teilgasströme läßt sich die nur geringe Beeinflussung des Temperaturfeldes auf den Stoffausgleich vereinfachend vernachlässigen. Entsprechend können die einzelnen Vermischungsfelder getrennt behandelt und aufeinander aufbauend berechnet werden. Trotz der Reduzierung der mathematischen Modellierung auf ein praxisnahes und relativ einfaches Modell ist die gekoppelte numerische Berechnung der Bilanzgleichungen Gl. (7-1) bis Gl. (7-3) zu umfangreich für eine theoretische Simulation der meßtechnisch erfaßten Vermischungsvorgänge. Aus diesem Grund werden im weiteren für zwei verschiedene Festbettsysteme die innerhalb der Schüttung ablaufenden physikalischen Transportvorgänge partiell berechnet. Das erste Beispiel zeigt die dreidimensionale Strömungsverteilung anhand eines großtechnisch betriebenen Sinterschachtofens mit drei Brennebenen. Im zweiten Fall werden sowohl das Temperaturvermischungsfeld als auch die sich einstellende Geschwindigkeitsverteilung des untersuchten Schüttungssystems mit coaxialer Fluidzuführung berechnet.

#### 7.1 Berechnung der dreidimensionalen Strömungsverteilung anhand eines großtechnisch betriebenen Schachtofens

Der als Anwendungsbeispiel einer technischen Schüttung theoretisch zu untersuchende Sinterschachtofen gliedert sich in die fünf Abschnitte: Schüttguteintrag (Zone 1), Vorwärmung (Zone 2), Sinterung mit Brenner (Zone 3), Kühlung (Zone 4) und Schüttgutaustrag (Zone 5) (vgl. Abb. 7-1). Die gesamte Anlage arbeitet im Gegenstrombetrieb, d.h. die nach oben strömenden Brennerrauchgase wärmen die nach unten sackenden Pellets (Wanderschüttung) vor. Gleichzeitig reduziert der von unten beaufschlagte Luftstrom die Pelletaustragtemperaturen und wird unterhalb der Brennebene D wieder abgesaugt.

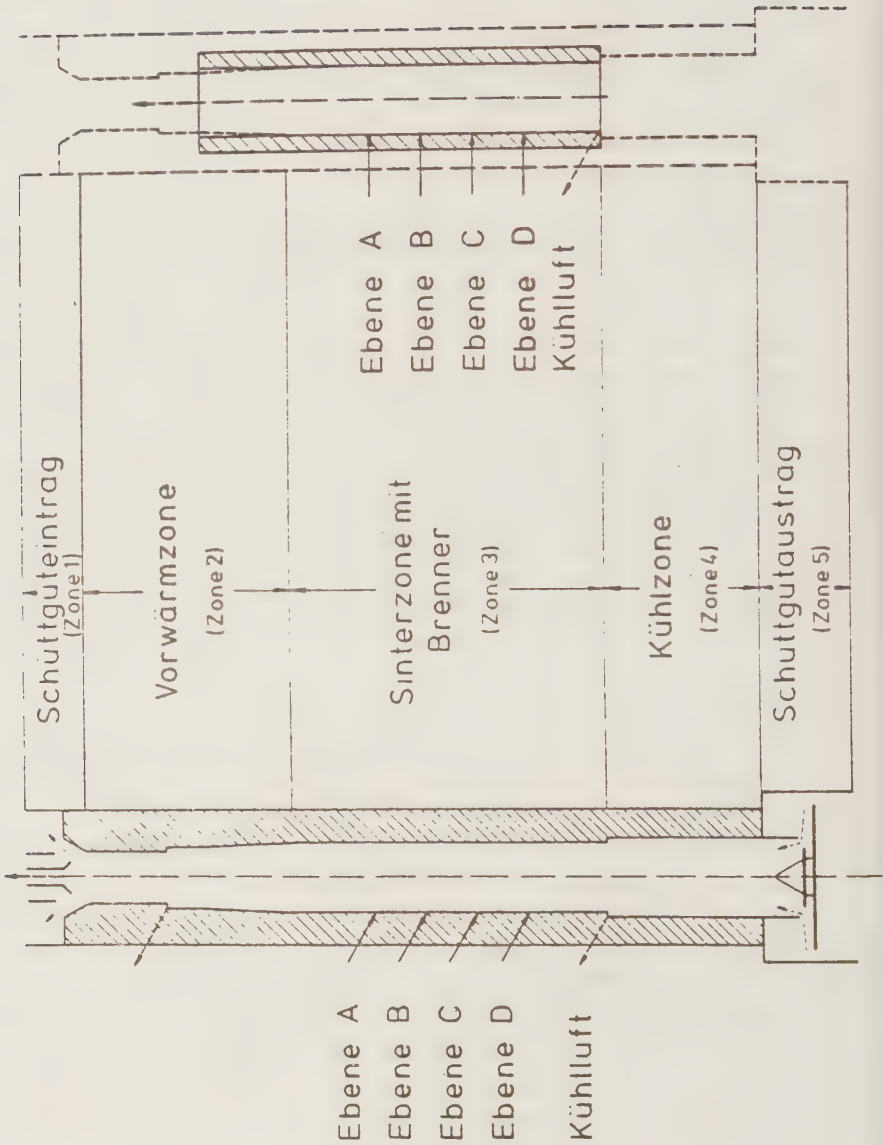


Abb. 1:1:

SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DES SINTERSCHACHTOFENS  
UND DES UNTERSUCHTEN AUSSCHNITTS

Insgesamt 24 Brenner, angeordnet zu je 8 in den drei Ebenen B-D liefern die zur Sinterung notwendigen Energien. Um nicht zu hohe Temperaturen an der feuerfesten Innenwandauskleidung zu erhalten, werden nicht vormischende Brenner eingesetzt, die die Reaktionszone zwischen Brenngas und -luft weiter in den Ofen hinein verschieben. Zusätzlich sind die Brenner so am Umfang verteilt, daß nie zwei direkt übereinander liegen. Um ein mögliches Durchbrennen der feuerfesten Innenauskleidung oberhalb der Brenner zu verhindern, wird in der Ebene A reine Luft eingeblasen.

Der Pelletaustrag erfolgt mittels eines hydraulischen Kegeltellers, über dessen Rotationsgeschwindigkeit sich die Verweilzeiten des Schüttguts im Reaktor sehr genau steuern lassen.

Die im Schachtofen eingesetzte Partikelschüttung besteht im Gegensatz zu den bisher behandelten Haufwerken aus einer Mehrkornschüttung, da die eingetragenen Pellets durch eine zu hohe Aufheizgeschwindigkeit ( $> 200 \text{ K/min.}$ ) zur Bruchbildung neigen. Außerdem führt das thermisch bedingte Aufbrechen der Partikel zu definierten, nicht zur Ofenachse symmetrischen und nicht ortsfesten Strähnen.

Zur Darstellung des sich im Sinterschachtofen einstellenden Strömungsverlaufs bietet sich das von RODENHÄUSER [113] entwickelte Programmsystem GIF (Geschwindigkeit im Festbett) an. Es simuliert die dreidimensionale Massenstromdichteverteilung eines Systems aus axialem Grundstrom und mehreren in einer Ebene liegenden peripheren Teilgasströmen.

#### 7.1.1 Die Differentialgleichung der dreidimensionalen Druck- und Geschwindigkeitsverteilung

Zur mathematischen Beschreibung des dreidimensionalen Druck- und Geschwindigkeitsfeldes eines komplex gasdurchströmten Festbettsystems gelten die in Kap. 4.1 getroffenen Annahmen für isotherme Betriebsweise. Ausgehend von dieser makroskopischen Betrachtungsweise lassen sich die von STANEK und

SZEKELY [129] entwickelten Impulstransportgleichungen des Fluids im Festbett für laminare und turbulente Durchströmung ohne Wandeffekte für die mathematische Beschreibung ansetzen

$$-\nabla p = \vec{V} \cdot (f_1 + f_2 \cdot |\vec{V}|) \quad (7-4)$$

Da die Reibungskräfte in Schüttungen um ein vielfaches größer sind als die Trägheitskräfte, enthalten die Navier-Stokes-Gleichungen einen zusätzlichen Druckverlustansatz. Mit der Gleichung von ERGUN [42] (vgl. Kap. 4.3) lautet die Druckverteilung des Fluids im Festbett allgemein

$$\text{div} (\lambda' (\rho, |\vec{V}|) \cdot \text{grad } p) = 0 \quad (7-5)$$

Dabei wird  $\lambda'$  als "Impulsleitfähigkeit" definiert:

$$\lambda' = \frac{1}{150 \cdot \sigma_1 \cdot \nu \cdot \frac{1}{d_p^2} + 1.75 \cdot \sigma_2 \cdot |\vec{V}| \cdot \frac{1}{d_p}} \quad (7-6)$$

$$\text{mit} \quad \sigma_1 = \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \quad (7-7)$$

$$\sigma_2 = \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3} \quad (7-8)$$

Mit Gl. (7-6) - Gl. (7-8) wird deutlich, daß die Massenstromdichteverteilung geprägt wird von dem Druckprofil und einer charakteristischen Größe  $\lambda'$ , die neben den Eigenschaften der Schüttung auch die örtliche Dichte bei kompressibler Strömung berücksichtigt [113].

### 7.1.2 Numerische Lösung des dreidimensionalen Druckfeldes für komplex durchströmte Schüttvolumen

Die Differentialgleichung für das Druckfeld Gl.(7-5) im dreidimensionalen System ist nur numerisch zu lösen; eine geschlossene Lösung existiert nicht. Dabei stellt sich das Problem als Randwertaufgabe. Eine wesentliche Vereinfachung des verwendeten Lösungsalgorithmus ergibt sich bei Annahme einer konstanten Impulsleitfähigkeit  $\lambda'$ . In diesem Falle stellt der Druck ein Potential der Massenstromdichteverteilung dar.

Das entwickelte Programmsystem GIF (Geschwindigkeiten im Festbett) basiert auf einer iterativen Lösung, bei der zunächst eine unbestimmte Aufteilung in der horizontalen Ebene erfolgt und die Höhenableitungen iterativ berechnet werden. Die zu lösende Differentialgleichung geht damit über in die inhomoge Potentialgleichung

$$\left. \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right|_i = - \left. \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right|_{i-1} . \quad (7-9)$$

Aus der ursprünglichen Randwertaufgabe wurde so ein kombiniertes Anfangs- und Randwertproblem erzeugt, ein aus dem RITZ'schen Verfahren [35,91] entwickelter Algorithmus.

Zur Berechnung der dreidimensionalen Druckverteilung sind die folgenden Randbedingungen anzusetzen:

- feste Wand:  $\partial p / \partial r = 0$  (7-10)

- axiale Begrenzung:  $p_z=0 = p_{\text{ein}} ; p_z=H = p_0$  (7-11)

- periphere Einspeisung:  $p_{\text{per.}} = p_0 + \Delta p_{\text{Br.}}$  (7-12)

Die Diskretisierung der zu betrachtenden Raumschicht lehnt sich an die Netzgitterstruktur der Finite-Element-Methode an. Ein globales Netz mit  $n$  Knotenpunkten wird mit  $n$  lokalen Systemen überlagert. An den Kontrollrändern sind dem zu lösenden Problem entsprechende Randpunkte zu definieren.

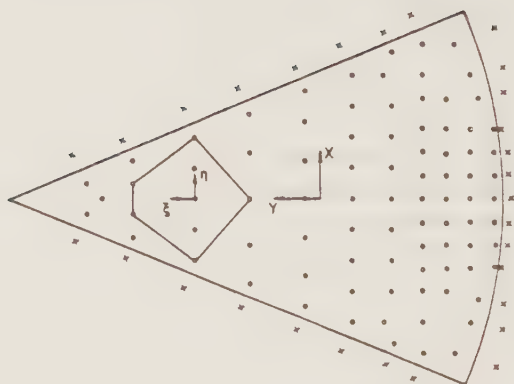


Abb. 7-2:    AUFBAU DES DISKRETISIERUNGSGITTERS FÜR EIN  
45°-KREISSEGMENT (8 PERIPHERE EINSPEISUNGEN)

Zusätzlich läßt sich die Knotendichte des Netzgitters an die zu erwartende Druckverteilung anpassen. Für den Fall, daß mehr als drei periphere Einspeisungen zu berücksichtigen sind, ist das Diskretisierungsgitter aufgrund der Symmetrieeigenschaften nicht mehr auf die gesamte Grundfläche, sondern auf ein entsprechendes Kreissegment (vgl. Abb. 7-2) zu übertragen. Die Simulationsrechnung erfolgt nur für dieses Gebiet und erst durch eine Spiegelung an den Symmetrieachsen entsteht das komplette Strömungsfeld.

Als Ergebnis der Simulation mit dem Programmsystem GIF steht das dreidimensionale Druckprofil und damit die räumliche Massenstromdichteverteilung im gesamten Schachtofenvolumen zur Verfügung. Die graphische Darstellung der numerischen Lösung erfolgt wahlweise als Strömungsverteilung in der gesamten axialen Einspeiseebene, als örtliche Massenstromdichte entlang eines beliebigen Reaktordurchmessers oder als axiale Druckverteilung entlang einer Höhenlinie.

### 7.1.3 Übertragbarkeit des zu untersuchenden Sinterschachtofens auf die Programmstruktur GIF

Bei der mathematischen Modellierung und der anschließenden numerischen Simulation der dreidimensionalen Strömungsverteilung im Sinterschachtofen müssen hinsichtlich der Übertragbarkeit der Lösungen auf den realen Schachtofen einige Einschränkungen bzw. Annahmen getroffen werden.

Die Berechnung der Strömungsverteilung im gesamten Schachtofen ist nicht möglich, da dies die zur Verfügung stehende Rechnerkapazität bei weitem übersteigen würde. Es wird deshalb auf die Berechnung in der oberen Vorwärmzone und in der Kühlzone verzichtet. Der mittels mathematischen Modells zu beschreibende Ofenteil reduziert sich auf die Brennerzone sowie die unteren und oberen Ofenbereiche (vgl. Abb. 7-1).

Die Vernachlässigung der Durchmesserreduzierung im oberen Ofenabschnitt durch die Annahme einer konstanten zylindrischen Schachtförmigkeit ( $D_S = \text{const.}$ ) führt zu einer weiteren Vereinfachung der Schachtofengeometrie. Außerdem werden die besondere Brenneranordnung und -neigung nicht berücksichtigt.

Voraussetzung für die mathematische Simulation der Druck- und Strömungsverteilung ist die Entkoppelung von Druck- und Geschwindigkeitsfeld; d.h. die Impulsleitfähigkeit  $\lambda'$  ist temperaturunabhängig (isothermes System) und konstant. Die Einbeziehung der in der Schüttung ablaufenden thermischen Vorgänge wie Konvektion und Strahlung würde hingegen die Kopplung von Impuls-, Stoff- und Energiegleichung implizieren. Die separate Berechnung der Druckverteilung wäre nicht mehr möglich.

Eine weitere Einschränkung der Übertragbarkeit der Simulation auf das reale System liegt in der Schüttgutbewegung begründet. Sowohl die Entstehung von Hohlräumen infolge der Sinterung, als auch die damit verbundenen Änderungen von Lückengrad und Druckverlust lassen sich nur durch empirische Ansätze aus experimentellen Untersuchungen im halbertechnischen Bereich ableiten.

schen bzw. im Labormaßstab erfassen. Dies gilt auch für die Bestimmung der Porosität der Schüttung, die durch Einbeziehung der strähnenförmigen Bruchbildung erschwert wird.

#### 7.1.4 Eigenschaften und kennzeichnende Betriebsgrößen von Schachtofen und Schüttung

##### 7.1.4.1 Geometrie des Schachtofens

Der Sinterschachtofen wird vereinfachend als Zylinder betrachtet. Die geometrischen Abmessungen von Ofen und peripheren Einspeisungen betragen:

|                |   |          |   |         |
|----------------|---|----------|---|---------|
| Durchmesser    | : | $D_S$    | = | 1350 mm |
| Höhe           | : | $H$      | = | 8700 mm |
| Brennerebene D | : | $h_1$    | = | 1500 mm |
| Brennerebene C | : | $h_2$    | = | 2500 mm |
| Brennerebene B | : | $h_3$    | = | 3500 mm |
| Brennerebene A | : | $h_4$    | = | 4500 mm |
| Brenneröffnung | : | $d_{Br}$ | = | 80 mm   |

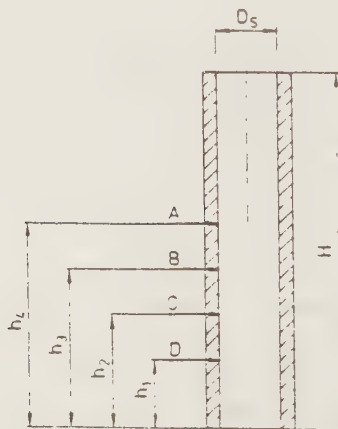


Abb. 7-3: GEOMETRISCHE ABMESSUNGEN DES UNTERSUCHTEN SCHACHTOFENAUSCHNITTS

#### 7.1.4.2 Berechnung der Schüttungseigenschaften

Die zu untersuchende Schüttung läßt sich hinreichend durch den Lückengrad  $\varepsilon$  beschreiben. Für die Zweikornschüttung werden als Parameter der zu sinternden Pellets  $d_p = 30$  mm und für die Bruchpartikel  $d_{p,B} = 10$  mm angesetzt.

Damit läßt sich nach JESCHAR [66] für die Berechnung des Lückengrads ein Mehrkornsystem zugrundelegen. Die strähnenförmige Verteilung der zerbrochenen Pellets wird nicht berücksichtigt, die Bruchbildung als in der Schüttung homogen verteilt angesehen.

Für die verwendete Zweikornmischung erhält man für den mittleren Lückengrad  $\varepsilon_m$ :

$$\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_k} = \frac{V_k / V}{\varepsilon_k \cdot \frac{V_k}{V} - X \cdot (\varepsilon_k - 1)} \quad (7-13)$$

mit

$$X = \frac{V_k / V}{\frac{V_k}{V} + \left[ 1 - \frac{V_k}{V} \right] \cdot \left[ \frac{d_k}{d_p} \right]} \quad (7-14)$$

$$u = 0.6 \cdot \sin \left[ \pi \cdot \frac{V_k}{V} \right] . \quad (7-15)$$

Der Lückengrad  $\varepsilon_k$  der Fraktion mit dem kleineren Durchmesser wird nach Gl. (4-4) oder Gl. (4-5) berechnet.

Den Verlauf von  $\varepsilon_m$  und den des Exponenten  $u$  als Funktion der beiden unterschiedlichen Volumina zeigt Abb. 7-4.

Unberücksichtigt blieb auch die Tatsache, daß das langsam nach unten sackende Schüttmaterial im Sinterschachtofen eine stetige Veränderung des Hohlvolumens und damit der Kennzah-

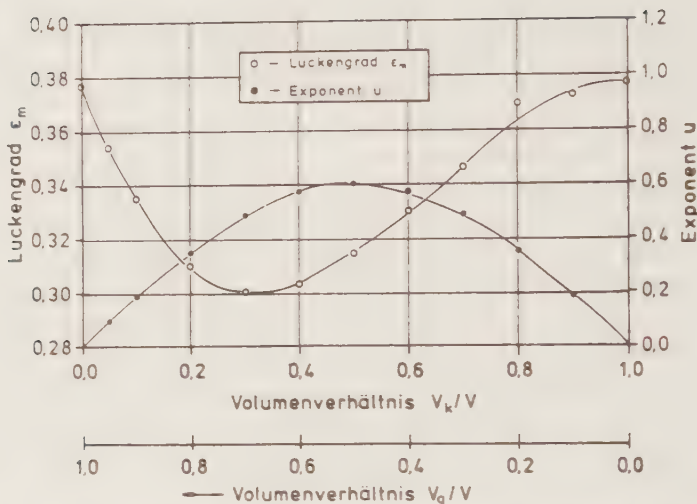


Abb. 7-4: LÜCKENGRAD  $\epsilon_m$  IN ABHÄNGIGKEIT DER BEIDEN KORNFRAKTIONEN

len, die in das Widerstandsgesetz für die Beschreibung des Druckverlusts eingehen, zur Folge hat. Aus experimentellen Untersuchungen von EHLERT [39] führt die ständige Bewegung des Feststoffs im Mittel zu einer Erhöhung der Porosität und einer damit verbundenen Verringerung des Druckabfalls. Infolge des Eigengewichts des Sintermaterials werden im Gegensatz zu Koksschüttungen Ansätze zur Brückenbildung trotz der großen Verzahnungskräfte sofort unterbrochen. Die einmal aufgelockerte Sinterschüttung behält diesen Zustand auch bei Änderung der Absinkgeschwindigkeit bei. Aus den durchgeführten Messungen läßt sich für den Unterschied im Druckverlust zwischen einer ruhenden und einer bewegten Schüttung ein mittlerer Korrekturfaktor  $f_{\Delta p}$  ( $600 < Re' < 2500$ ) berechnen

$$\bar{f}_{\Delta p} = \frac{\Delta p_{\text{bewegt}}}{\Delta p_{\text{ruhend}}} = 0.73 . \quad (7-16)$$

Dieser Wert wird auch von Jeschar [68] bestätigt.

#### 7.1.5 Berechnung der eingebrachten Volumen- bzw. Massenströme

Das Betriebsverhalten des Sinterschachtofens hängt von den in das System eingebrachten Wärmemengen und den damit gekoppelten Fluidströmen ab. Die zur Sinterung notwendigen Temperaturen und Energiedichten werden über ein mit Erdgas/Luft arbeitendes Verbrennungssystem erzeugt.

In dem untersuchten Schachtofenausschnitt resultiert die Stromungsverteilung nur aus den für die Verbrennung notwendigen Erdgas- und Brennluftströmen. Ein Einfluß der in der Schüttgutaustragszone zugeführten Kühlluft auf das Eindringverhalten der peripheren Fluidzuführung wird durch Luftabzug unterhalb der Brennerebene D unterbunden.

Mittels der Verbrennungsrechnung [55,77] lassen sich die in den Sinterschachtofen eingebrachten Volumen- bzw. Massenströme bestimmen.

#### 7.1.6 Simulation der im Schachtofen ablaufenden strömungsphysikalischen Vorgänge

Die im Schachtofen ablaufenden strömungsphysikalischen Vorgänge wurden sowohl für eine Gleichkornschüttung als auch für eine Zweikornschüttung berechnet.

Abb. 7-5 bzw. Abb. 7-6 zeigen das Strömungsverhalten des mit drei Brennerebenen (jeweils 8 Brenner) arbeitenden Sinterschachtofens. Als Haufwerk wurde eine Gleichkornschüttung mit  $d_p = 30 \text{ mm}$  ( $\epsilon = 0.3807$ ) angenommen.

Der in Abb. 7-5 dargestellte Druckverlauf über der Schachtofenhöhe zeigt deutlich die von den Brennern aufgebauten Druckspitzen, die jedoch nur auf den unmittelbaren Bereich der peripheren Einspeisungen begrenzt bleiben. Im oberen Teil wird der Druckverlust der Schüttung allein durch den allgemeinen Schüttungswiderstand bei rein axialer Durch-

|            |   |          |
|------------|---|----------|
| $H/D_S$    | = | 6.4444   |
| $\xi$      | = | 0.3807   |
| $D_S$      | = | 1350 mm  |
| $d_p$      | = | 30 mm    |
| $d_{Br}$   | = | 80 mm    |
| $p_{ein}$  | = | 140 mmWS |
| 24 Brenner |   |          |

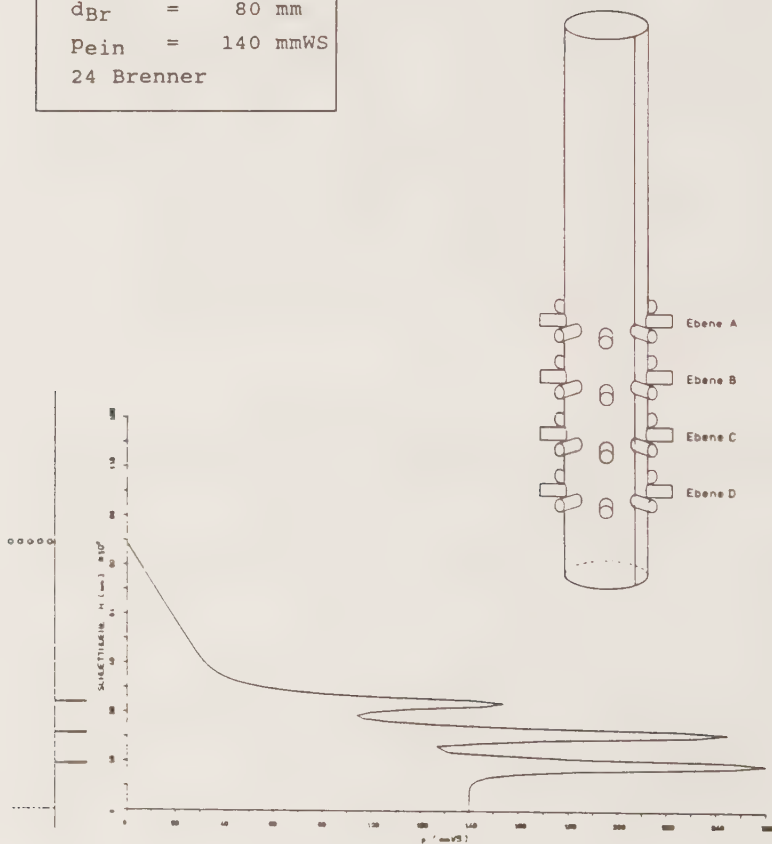
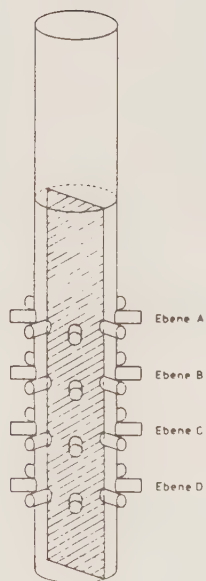
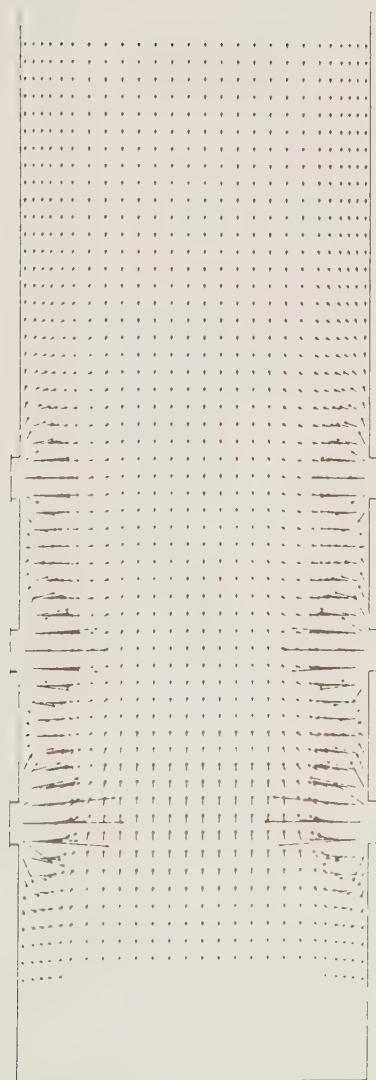


Abb. 7-5: DRUCKVERTEILUNG IM SINTERSCHACHTOFEN ÜBER DREI BRENNEREBENEN



|               |   |          |
|---------------|---|----------|
| $H/D_S$       | = | 6.4444   |
| $\varepsilon$ | = | 0.3807   |
| $D_S$         | = | 1350 mm  |
| $d_p$         | = | 30 mm    |
| $d_{Br}$      | = | 80 mm    |
| $p_{ein}$     | = | 140 mmWS |
| 24 Brenner    |   |          |

Abb. 7-6: MASSENSTROMDICHTEVERTEILUNG IM SINTERSCHACHTOFEN  
ÜBER DREI BRENNEREbenen

stromung geprägt. Im unteren Ofenausschnitt ist der Druckverlauf konstant. Diese Randbedingung ist erforderlich, da unterhalb der Brennebene D keine nennenswerten Druckänderungen stattfinden. Im Rahmen einer experimentellen Untersuchung an einem halbtechnischen Schachtofenmodell wurde dieser Sachverhalt durch zahlreiche Druckmessungen belegt.

In Abb. 7-6 ist die Massenstromdichteverteilung in einer senkrecht zu den seitlichen Einspeisungen axialen Ebene dargestellt. Die eingezeichneten Pfeile symbolisieren die verschiedenen Massenstromdichtevektoren; ihre Länge entspricht dabei proportional dem Betrag der gerichteten Größen. Klar erkennbar ist das nur mäßig ausgeprägte Eindringverhalten der peripheren Gasströme in die Schüttung. Die seitlichen Gasmengen drängen die von unten axial aufsteigenden Rauchgase weiter in den Kernbereich ab. Es findet zwar eine vollständige Durchgasung der Schüttung statt, die Größe der örtlichen Massenstromdichte ist jedoch über dem gesamten Querschnitt unterschiedlich hoch. Oberhalb und unterhalb der Brennebenen strömt ein Teil der Luft entlang der Ofenwand und begrenzt so die Temperaturen der Innenausmauerung. Zwischen den Einspeiseebenen werden diese Luftströme wieder zur Ofenmitte umgelenkt. Schon nach einer relativ geringen Schütthöhe von  $\Delta h < D_S$  oberhalb der Ebene B stellt sich eine konstante Massenstromdichteverteilung ein.

Der gesamte Sinterschachtofen läßt sich also in den komplex gasdurchstromten Bereich mit starkem Impulsaustausch und den sich anschließenden rein axial durchströmten Abschnitt mit konstanter örtlicher Gasbeladung unterteilen.

Die Veränderungen der Schüttungseigenschaften infolge der Bruchbildung lassen sich durch einen veränderten Lückengrad berücksichtigen (vgl. Kap. 7.1.4.2). Entsprechend werden die Geschwindigkeitsverteilungen für eine Zweikornschüttung mit einem Lückengrad  $\varepsilon = 0.3600$  und  $\varepsilon = 0.32$  berechnet. Abb. 7-7 und Abb. 7-8 zeigen die Simulationsergebnisse mit den verschiedenen  $\varepsilon$ -Werten. Auf die Darstellung der entsprechenden Druckverteilungen wird verzichtet.

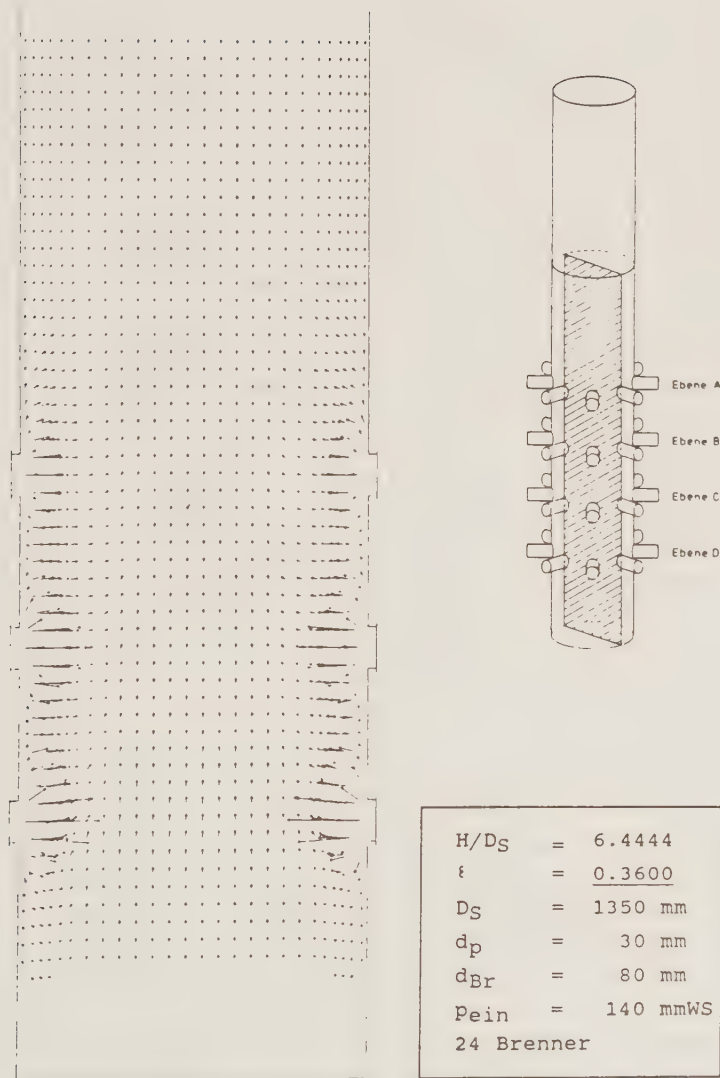
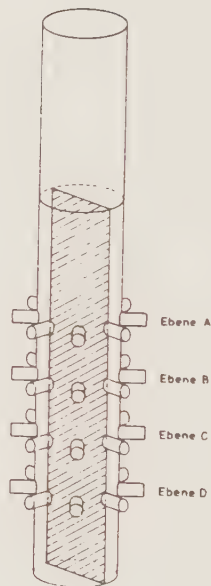
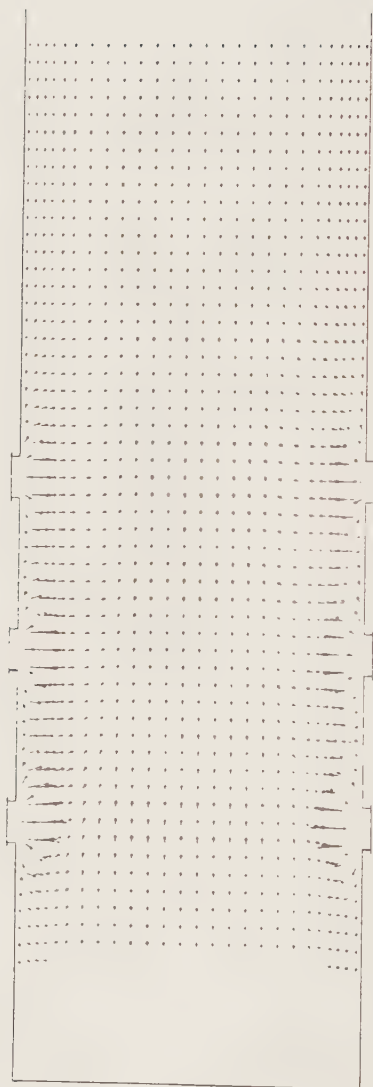


Abb. 7-7:    **MASSENSTROMDICHTEVERTEILUNG IM SINTERSCHACHTOFEN  
ÜBER DREI BRENNEREbenen**



|            |   |          |
|------------|---|----------|
| $H/D_S$    | = | 6.4444   |
| $\epsilon$ | = | 0.3200   |
| $D_S$      | = | 1350 mm  |
| $d_p$      | = | 30 mm    |
| $d_{Br}$   | = | 80 mm    |
| $P_{ein}$  | = | 140 mmWS |
| 24 Brenner |   |          |

Abb. 7-8: MASSENSTROMDICHTEVERTEILUNG IM SINTERSCHACHTOFEN  
ÜBER DREI BRENNEREbenen

Eine Verringerung des Lückengrads  $\varepsilon$  hat direkte Auswirkungen auf das Eindringverhalten und die Höhe der Massenstromdichten im Bereich der seitlichen Einspeisungen. Besonders deutlich erkennbar wird dieser Einfluß für die mittig in der Brenneröffnung berechneten Ströme im Vergleich zu den Ergebnissen in Abb. 7-6 ( $\varepsilon = 0.3807$ ). Ebenfalls verkleinert werden die Massenstromdichten im Ofenkern. Hauptursache für die veränderte Strömungsverteilung ist der durch Abnahme des Lückenvolumens erhöhte Schüttungswiderstand (Reibungskraft, Formwiderstand). Die Auswirkungen des variierten  $\varepsilon$ -Wertes in den oberhalb liegenden Ebenen B und C sind zahlenmäßig nicht so stark. Dafür läßt sich in diesen Ofenzonen ein verringerter Einfluß der jeweils darunterliegenden Einspeiseebene feststellen. Der Winkel zwischen Brennerachse und Richtung des Massenstromdichtevektors geht gegen Null.

Mittels einer weitergehenden Parametervariation ließen sich außer für den Lückengrad auch die Einflüsse von Ofendurchmesser und Druck am Ofenboden auf die Durchgasung des Ofens hin systematisch erfassen. Während eine Reduzierung der Porosität zu einer Verschlechterung des Eindringverhaltens der Rauchgase führt, beeinflusst eine Luftmengenänderung unterhalb der Brenner die in Ofenmitte verlaufende Strömung. Durch Variation des Schachtofendurchmessers zu niedrigeren Werten hin läßt sich eine gleichmäßigere Strömungsverteilung erzielen.

#### 7.2. Modellierung des Temperaturvermischungsfeldes und der zugehörigen Strömungsverteilung in einem koaxial angeströmten Festbett

Im Gegensatz zur Berechnung des dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes des "Sinterschachtofens" ist es bei der Modellierung des koaxial durchstromten Haufwerks möglich, die berechneten Profile anhand der Meßergebnisse der halbtechnischen Versuchsanlage zu überprüfen.

### 7.2.1 Physikalisches Modell der Kugelschüttung

Den meisten in der Literatur diskutierten Modellen für durchströmte Schüttungen liegen homogene Einphasenmodelle zugrunde, bei denen zwischen der Temperatur der festen Phase (d.h. dem Schüttgut) und der des strömenden Fluids nicht unterschieden wird.

Sowohl GLASER [48] als auch PRUSCHEK [105] führen den Temperaturausgleich in einer Schüttung mit koaxialer Gaszuführung vereinfachend auf ein inkompressibles Wärmeleitproblem im stationären Fall zurück. Während PRUSCHEK ein sehr aufwendiges Modell (den Prandtl'schen Mischungsansatz) mit entsprechendem numerischen Lösungsverfahren verwendet, entwickelt GLASER ausgehend von der Differentialgleichung für das zylindersymmetrische Problem durch Einführung einer "Übertemperatur" eine den Temperaturverlauf beschreibende Exponentialkurve. Beide graphisch verglichenen Ergebnisse sind identisch. Voraussetzung für die Gültigkeit der Modelle sind eine sehr langsame Strömungsgeschwindigkeit sowie die Vernachlässigung der Füllkörper- und Schüttungseigenschaften. Außerdem bleibt die Anwendbarkeit auf niedrige Temperaturen begrenzt.

Der Realität in kontinuierlich durchströmten Festbetten am nächsten kommt das heterogene, zweidimensionale, das sog. konzentrische Kontinuumsmodell mit axialen und radialen Transportmechanismen [56]. Beim Zweiphasenmodell wird der Energietransport in der festen und in der gasförmigen Phase durch zwei gekoppelte Wärmetransportgleichungen beschrieben. Um auch die Bilanzgleichungen für kontinuierliche Medien benutzen zu können, werden die feste und die gasförmige Phase als kontinuierliche, einander sich räumlich durchdringende Medien behandelt, denen geeignete effektive Stoffwerte zugeordnet sind. Die in der Schüttung ablaufenden Vermischungsvorgänge wurden mit dem am Institut für Kernenergetik der Universität Stuttgart entwickelten Computerprogramm NAKOGAS simuliert. Es wurde zur Berechnung der thermo- und fluid-

dynamischen Vorgänge in einem heliumgekühlten Kugelhaufenreaktor bei Störfällen konzipiert. Die dem mathematischen System zugrundeliegenden Bilanzgleichungen und Lösungsverfahren werden im folgenden kurz erläutert (vgl. [6]).

### 7.2.1.1 Impulstransport

Das durch die Schüttung strömende Fluid wird mit der effektiven Dichte  $\varepsilon \cdot \rho_g$  beschrieben. Entsprechend ergibt sich für die Impulsgleichung:

$$\begin{aligned} \varepsilon \cdot \frac{\partial (\rho_g \cdot \vec{v})}{\partial t} + \operatorname{div}(\varepsilon \cdot \rho_g \cdot \vec{v} \otimes \vec{v}) &= \quad (7-17) \\ &= -\varepsilon \cdot \operatorname{grad} p + \varepsilon \cdot \rho_g \cdot \vec{g} + \frac{\lambda_R}{d_p} \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \cdot \rho_g \cdot |\vec{v}| \cdot \vec{v} . \end{aligned}$$

Die drei Terme auf der rechten Seite von Gl. (7-17) berücksichtigen die Druck-, Schwer- und Reibungskräfte.  $\lambda_R$  ist der dimensionslose Reibungskoeffizient, für den empirische Korrelationen benutzt werden (vgl. Kap. 7.2.2).

### 7.2.1.2 Wärmetransport in der Gasphase

Die Energiebilanz der Gasphase wird so stark durch den Wärmeenergieaustausch mit der festen Phase bestimmt, daß der kinetische Energieinhalt und die Energiedissipation durch Reibung vernachlässigt werden können. Als Bilanzgleichung für die Gasphase gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\varepsilon \cdot \rho_g \cdot c_{vg} \cdot T_g)}{\partial t} + \operatorname{div}(\varepsilon \cdot \rho_g \cdot c_{pg} \cdot T_g \cdot \vec{v}) &= \quad (7-18) \\ &= \operatorname{div}(\lambda_{ge} \cdot \operatorname{grad} T_g) + \frac{F_K}{V_K} \cdot (1-\varepsilon) \cdot \dot{q}_0 . \end{aligned}$$

Die Warmestromdichte beruht normalerweise auf dem konvektiven Wärmeübergang. Ein geringer Anteil kann aber auch durch die Strahlung bedingt sein. Die in Gl. (7-18) auftretende effektive Wärmeleitfähigkeit setzt sich aus dem molekularen Wärmeleitungs- und einem isotrop angenommenen Dispersionsanteil zusammen.

### 7.2.1.3 Wärmetransport in der festen Phase

Für die Energiegleichung der festen Phase gilt die Wärmeleitungsgleichung für ein Medium der effektiven Energiedichte  $(1-\varepsilon) \cdot \rho_F \cdot c_F \cdot T_F$

$$\frac{\partial((1-\varepsilon) \cdot \rho_F \cdot c_F \cdot T_F)}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda_{Fe} \cdot \operatorname{grad} T_F) - \frac{F_K}{V_K} \cdot (1-\varepsilon) \cdot \dot{q}_0 .$$

(7-19)

Die für die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{Fe}$  verwendeten halbempirischen Korrelationen berücksichtigen neben der Wärmeleitung in den Kugeln den Wärmeübergang durch Leitung über einen stagnierenden Gasfilm an den Kontaktpunkten der Kugeln sowie den Energietransport durch Strahlung. Letzterer wird als aus zwei Anteilen bestehend angesetzt, von denen der eine den Energieaustausch zwischen den Oberflächen benachbarter Partikel erfaßt und der zweite Anteil einen Energiestrom zwischen den Oberflächen benachbarter Hohlräume beinhaltet.

Die sich als Lösung von Gl. (7-19) ergebende Festkörpertemperatur  $T_F$  ist als eine mittlere Temperatur in den Kugeln zu interpretieren, die nicht notwendig mit der Oberflächentemperatur  $T_{F,0}$  der Kugeln übereinzustimmen braucht.

### 7.2.2 Empirische Korrelationen für das NAKOGAS-Programm

Die in Gl. (7-17) - Gl. (7-19) enthaltenen Koeffizienten werden entsprechend den in Tab. 7-2 aufgeführten empirischen Korrelationsbeziehungen berechnet.

| Par.           | Gleichung               | Verfasser           | Lit.  |
|----------------|-------------------------|---------------------|-------|
| $\lambda_R$    | Gl. (4-19)              | BAUER               | [24]  |
| $\lambda_{Fe}$ | Gl. (4-36) - Gl. (4-38) | YAGI et al.         | [153] |
|                | Gl. (4-40) - Gl. (4-50) | ZEHNER u. SCHLÜNDER | [158] |
| $\lambda_{ge}$ | Gl. (4-64)              | KUNII u. SMITH      | [84]  |
| $\alpha_{Fg}$  | -                       | JESCHAR             | [67]  |

Tab. 7-2: EMPIRISCHE KORRELATION FÜR DAS NAKOGAS-MODELL

### 7.2.3 Numerisches Lösungsverfahren [6]

Zur Bestimmung der Strömungsverteilung wird die Impulsgleichung in eine zweidimensionale Wirbeltransportgleichung umgewandelt und die in den transformierten Gleichungen enthaltene Wirbelstärke zeitabhängig berechnet.

Die numerischen Verfahren zur Integration der Gleichungen für die Stromfunktion erfolgen mit Standardverfahren unter Verwendung von Zentraldifferenzen. Die in der Wirbeltransport-, in den Energie- und in den Impulsgleichungen auftretenden Konvektionsterme werden mit "upwind"-Differenzen gebildet. Die Lösung der aus dem Differenzenverfahren resultierenden linearen Gleichungssysteme für die Stromfunktion und den Druck erfolgt iterativ, wozu das SLOR-Verfahren benutzt wird.

Die in dem Auftriebsterm der Impulsgleichung eingehende Gasdichte wird unter Verwendung der Zustandsgleichung aus der

Gastemperatur bestimmt, die ihrerseits durch die Integration der Wärmetransportgleichung für die Gasphase ermittelt wird. Die Lösung der Energietransportgleichung für die Gasphase erfolgt durch ein explizites Zwischenschrittverfahren. Dabei wird im ersten Schritt der Wärmetransport durch Konvektion berechnet und im zweiten Schritt der Wärmetransport durch Leitung einbezogen. Zur Lösung der Energietransportgleichung für die feste Phase wird ein explizites numerisches Standardverfahren benutzt. Da bei den Problemstellungen, für die dieses Programm bestimmt ist, nur langsame Temperaturänderungen zu erwarten sind, ist ein explizites Verfahren im Vergleich zu den etwas aufwendigeren Verfahren ökonomischer, da die zulässigen Zeitschrittweiten für die Energiegleichungen im allgemeinen größer sind als die für das Strömungsfeld und somit nicht bestimmend für die Programmabwicklung.

#### 7.2.4 Übertragung des NAKOGAS-Programms auf das koaxial angeströmte Festbett

Die Modellierung des koaxial angeströmten Festbetts mit dem NAKOGAS-Programm wurde auf das Gebiet des eigentlichen Festbetts reduziert. Die Zu- bzw. Anströmbereiche der Schüttung fanden keine detaillierte Berücksichtigung.

Das für das Lösungsverfahren notwendige Diskretisierungsgeraster zeigt Abb.7-9. Die Verteilung der radialen Koordinate entspricht dabei exakt der Einströmgeometrie der Versuchsanlage, die axiale Koordinate dagegen wurde analog den meßtechnischen Versuchen variiert.



Abb. 7-9: DISKRETISIERUNGSGITTER FÜR DAS KOAXIAL  
ANGESTRÖMTE FESTBETT

### 7.2.5 Ergebnisse der mathematischen Modellierung und Vergleich mit Meßdaten

Entsprechend den meßtechnischen Untersuchungen wurden mit dem Programmsystem **NAKOGAS** verschiedene adiabate Betriebszustände und Versuchsanlagen simuliert. In Abb. 7-10 ist die berechnete Strömungsverteilung für  $\dot{m}_i/\dot{m}_a = 4.0$  dargestellt. Der Verlauf der Geschwindigkeiten bzw. der Abbau der Gradienten zwischen den beiden Teilgasströmen bestätigt den für Schüttungen charakteristischen schnellen Impulsausgleich. Abgesehen von nur noch geringen Geschwindigkeitsunterschieden an den Grenzflächen der beiden Ströme bis zu  $H_S/D_R = 2$  vollzieht sich der Abbau innerhalb der ersten beiden Gitterebenen. Die zugehörige, bezogene Schutthöhe  $H_S/D_R = 0.13$  entspricht dabei ca. 10 bis 20 Partikeldurchmessern. Das der dargestellten Stromungsverteilung entsprechende Temperaturvermischungsfeld zeigt Abb. 7-11. Die berechneten Kurvenverläufe stimmen sehr gut mit den ebenfalls eingezeichneten gemessenen Temperaturwerten überein. Die maximal auftretenden Abweichungen betragen 4%. Auffällig bei dem Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten sind auch die eng beieinanderliegenden Mischpunkte beider Profil-Gruppen (vgl. Kap. 6.5.6).

Die transiente Entwicklung bis zum stationären adiabaten Betriebszustand ist aus Abb. 7-12 ersichtlich. Die den Gitterpunkten auf der Mittelachse in fünf verschiedenen Ebenen zugeordneten Temperaturverläufe geben über der Rechenzeit aufgetragenen Aufschluß über die Aufheizgeschwindigkeit der Schüttung. Der stationäre Zustand des Systems ist nach ca. 1200 - 2000 Sekunden erreicht. Dies entspricht auch den Erfahrungen mit den durchgeführten adiabaten Versuchen.

Einen weiteren Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturfeldern zeigt Abb. 7-13. Als Schüttgutpartikel wurden die Glaskugeln mit  $d_p = 4.99$  mm verwendet. Ähnlich wie in Abb. 7-11 stimmen auch hier die thermischen Energieverläufe gut überein. Die Unterschiede sind zwar mit 8% für  $H_S/D_R = 3.2$  etwas größer, als Ergebnis der mathematischen Simulation eines komplex durchströmten Festbetts aber durch-

aus tolerierbar. Der transiente Verlauf der Temperaturen auf der Mittelachse läuft im Gegensatz zu Abb. 4-14 bis 800 Sekunden langsamer ab (vgl. Abb. 7-14). Diese Unterschiede lassen sich aus den für kleinere Kugeln schmalere Mischzonen erklären.

Für die bisher aufgezeichneten Vergleiche berechneten sich die Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten aus den empirischen Korrelationen YAGI et al. [147,159] (vgl. Kap 4.4.1). Zusätzlich wurde der von ZEHNER und SCHLUNDER [149-151] entwickelte Ansatz als Berechnungsgrundlage für  $\lambda_{\text{eff}}$  herangezogen. In Abb. 7-15 sind die Ergebnisse beider numerischen Modellierungen verglichen. Deutlich erkennbar liegen die dem Zehner-Modell zugehörigen Kurven auf einem niedrigeren Temperaturniveau in Schüttungsmitte, erreichen aber am Rand höhere Werte. Die Mischpunkte für beide Konzeptionen sind identisch. Obwohl das Verfahren alle möglichen physikalischen Effekte berücksichtigt, wird eine Verringerung der Abweichungen zwischen Messung und Rechnung nicht erzielt. Das Ergebnis wird im Gegenteil schlechter.

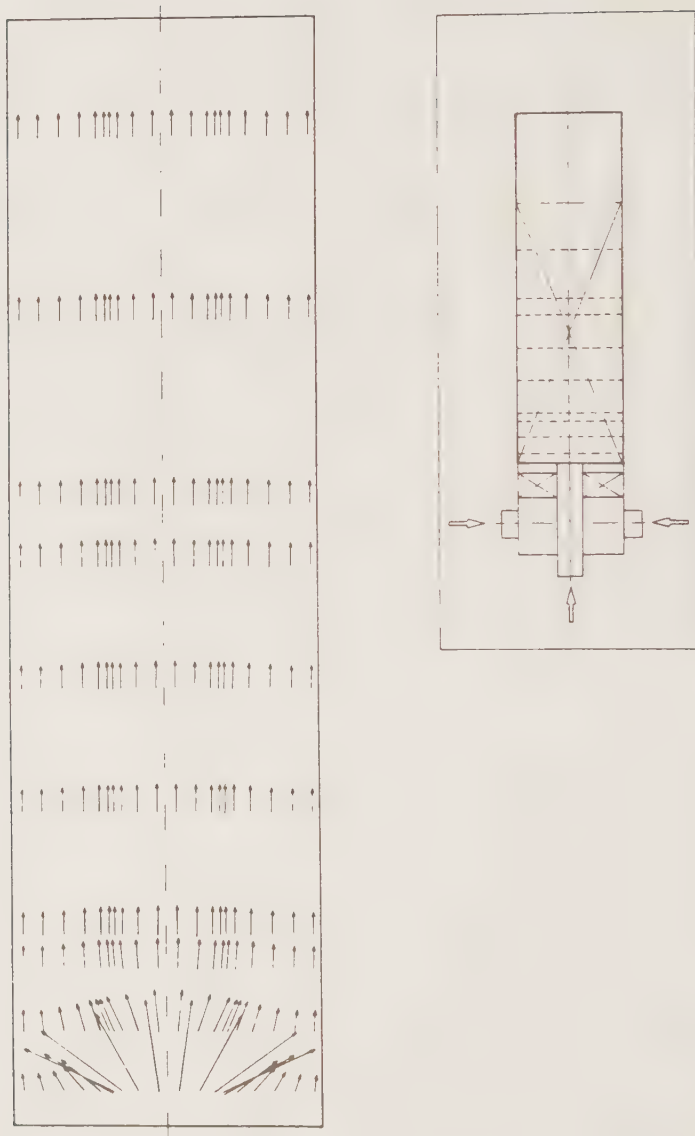


Abb 7-10: BERECHNETE STRÖMUNGSVERTEILUNG IN EINEM KOAXIAL ANGESTRÖMTEN FESTBETT

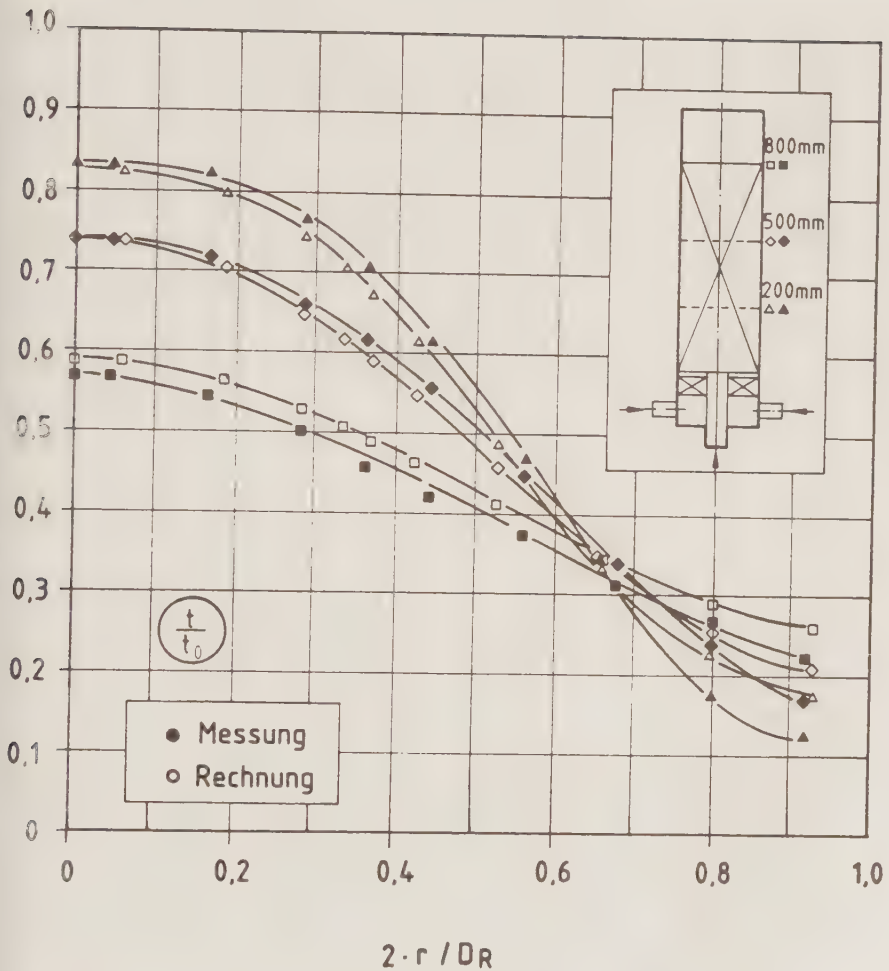


Abb 7-11: BERECHNETE UND GEMESSENE TEMPERATURVERTEILUNG  
IN EINEM KOAXIAL DURCHSTROMTEN FESTBETT  
( $d_p = 11.82 \text{ mm}$ )

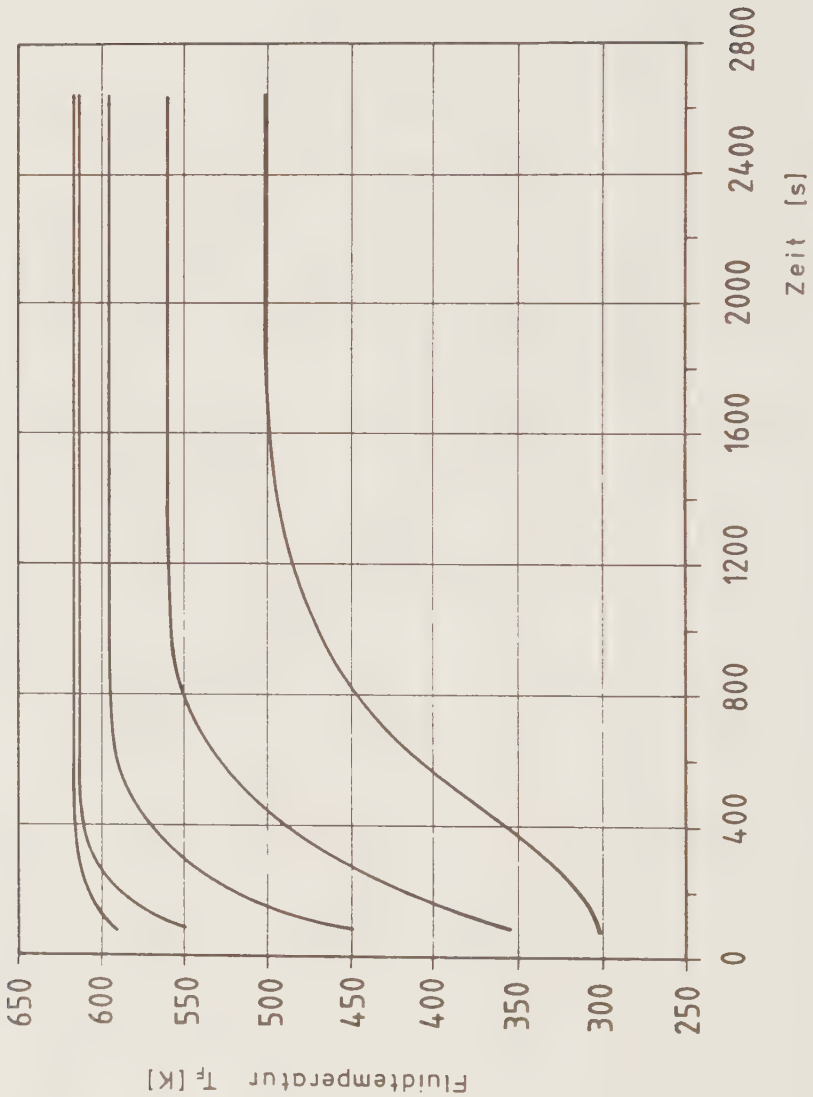


Abb 7-12: TRANSIENTER VERLAUF DER FLUIDTEMPERATUREN IN SCHÜTTUNGSMITTE EINES KOAXIAL DURCHSTRÖMTEN FESTBETTS ( $d_p = 11.82$ )

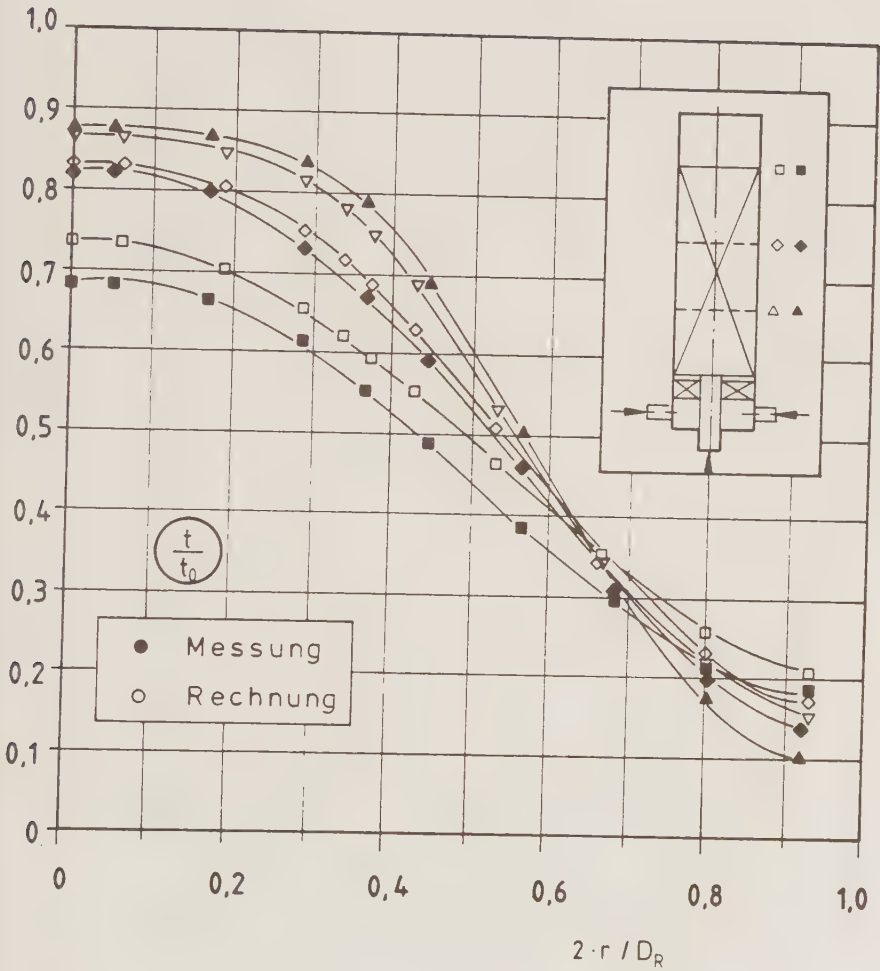


Abb 4-13: BERECHNETE UND GEMESSENE TEMPERATURVERTEILUNG  
IN EINEM KOAXIAL DURCHSTRÖMTEN FESTBETT  
( $d_p = 4.99 \text{ mm}$ )

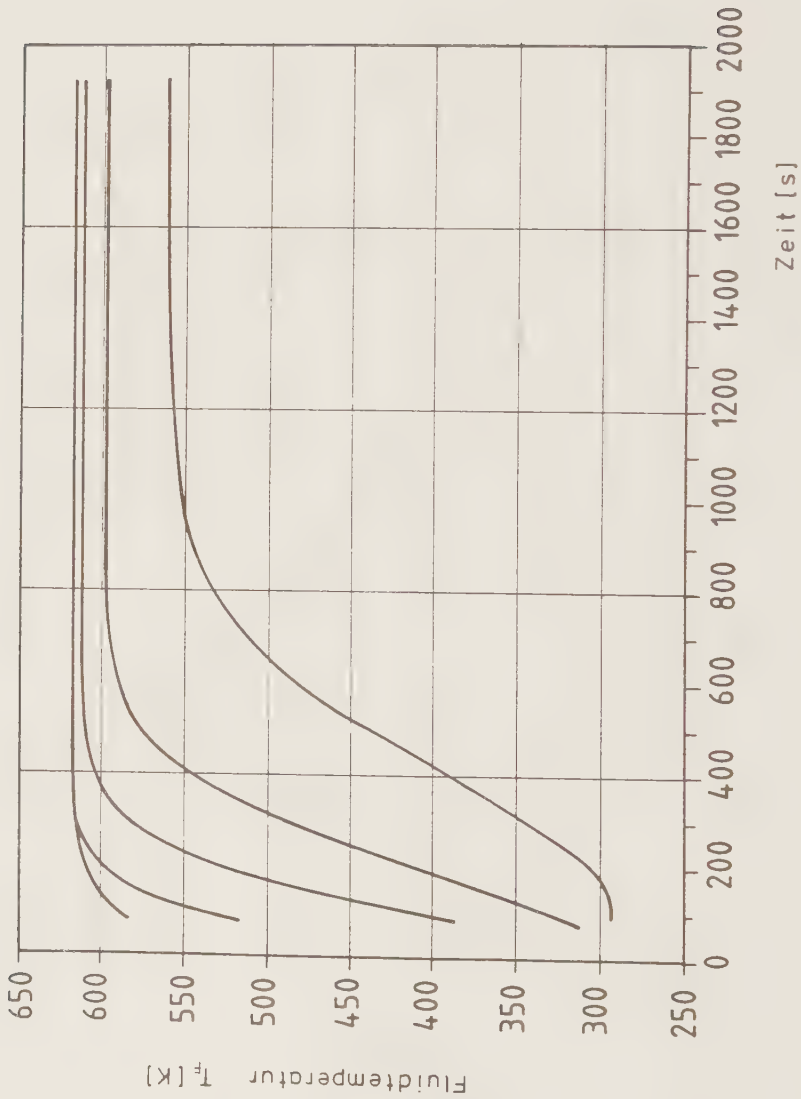


Abb 7-14: TRANSIENTER VERLAUF DER FLUIDTEMPERATUREN IN SCHÜTTUNGSMITTE EINES KOAXIAL DURCHSTRÖMTEN FESTBETTS ( $d_p = 4.99$  mm)

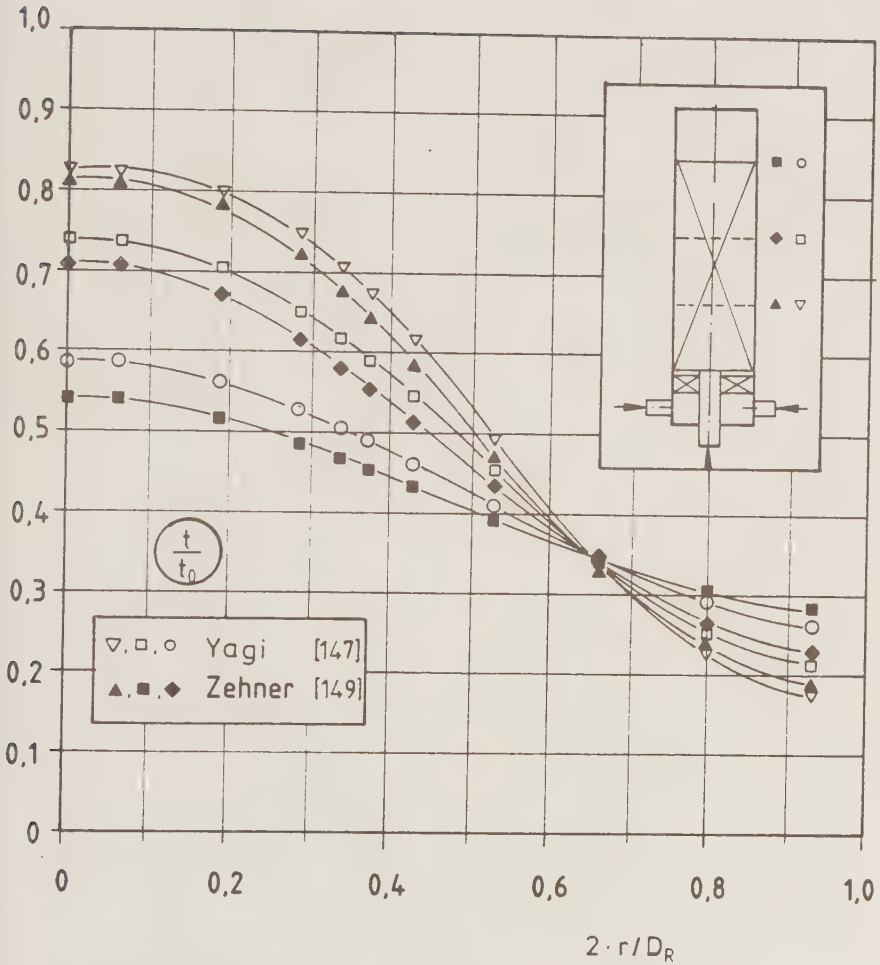


Abb 7-15: BERECHNETE TEMPERATURVERLÄUFE IM KOAXIAL DURCHSTRÖMTEN FESTBETT (WÄRMELEITFÄHIGKEITEN NACH YAGI ET AL. [153] SOWIE ZEHNER UND SCHLÜNDER [158])

## 8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beinhaltet eine experimentelle und theoretische Behandlung der in homogenen Schüttungen ablaufenden dreidimensionalen Mischungsvorgänge unterschiedlich zugeführter Gasströme.

Aufbauend auf die in der Literatur meist nur auf axial durchströmte Schüttungen beschränkten Untersuchungen wurden die empirisch ermittelten Korrelationen auch auf komplex beaufschlagte Systeme übertragen und hinsichtlich ihrer Gültigkeitsbereiche überprüft.

Das Ziel war es, das dreidimensionale Vermischungsfeld einer solchen Festbettschüttung zu untersuchen, um ausgehend von der Art der Anstromgeometrie Aussagen über Ausgleichsvorgänge im Innern des Haufwerks treffen zu können.

Die umfangreichen experimentellen Untersuchungen wurden an vier verschiedenen Schachtofenkonfigurationen im halbtechnischen Maßstab durchgeführt. Die Fluidzuführung der Teilgasströme erfolgte sowohl axial/peripher (Modellvariante I) als auch koaxial (Modellvariante II). Beide Anlagentypen unterlagen einer isothermen und adiabaten Betriebsweise. Statt die thermische Energie nur von außen zuzuführen, ermöglichte ein in die Schüttung eingebauter Heizkörper auch die Simulation einer Wärmequelle im Festbett (Modellvariante III). Eine Niveausteigerung der Temperaturbeaufschlagung des inneren koaxialen Luftstroms resultierte aus dem Betrieb eines CH<sub>4</sub>-Brenners im Festbett (Modellvariante IV).

Die sich infolge der Durchströmung im Haufwerk einstellenden Vermischungsfelder wurden in Form von Temperatur- und Konzentrationsverläufen meßtechnisch erfaßt und hinsichtlich des prinzipiellen Verhaltens bei Änderung des Betriebspunkts systematisch untersucht. Die Ergebnisse der dazu notwendigen Parameterstudie lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Das Mischungsfeld in komplex durchströmten, homogenen Schüttungen wird sehr stark durch das Verhältnis der axial/peripheren bzw. der koaxial zugeführten Teilgasströme bestimmt.
- Während der Impulsausgleich sehr schnell abläuft, vollzieht sich der Abbau der Konzentrations- und Temperaturgradienten zwischen den einzelnen Gasströmen sehr viel langsamer. Eine vollständige Vermischung konnte in den untersuchten Systemen nicht festgestellt werden.
- Der Einfluß der betrieblichen und geometrischen Modellparameter übt einen entscheidenden Einfluß auf die innerhalb der Schüttung ablaufenden Mischungsvorgänge aus: Die Höhe der Schüttung  $H_S$  und der Partikeldurchmesser  $d_p$  bestimmen die Breite der Mischzonen. Demgegenüber verändert ein variiertes Massenstromdichteverhältnis  $\dot{m}_p/\dot{m}_Z$  bzw.  $\dot{m}_i/\dot{m}_a$  die Lage und das Niveau der Vermischung.
- Die Aufheizung des peripheren bzw. inneren koaxialen Gasstroms hat keine oder nur geringe Auswirkungen auf die Transportvorgänge. Infolgedessen kann die mathematische Modellierung mit entkoppelten Bilanzgleichungen erfolgen.
- Alle für einen Betriebspunkt erfaßten Konzentrations- und Temperaturverläufe schneiden sich in einem definierten von der Schütthöhe unabhängigen Punkt. Der Verlauf aller Mischpunkte zeigt einen eindeutigen funktionalen Zusammenhang mit dem Verhältnis der Gasaufteilung.
- Beide eingesetzten Meßanordnungen führen zu den gleichen Ergebnissen. Im Vergleich zur Messung oberhalb der Schüttung lassen sich bei der Methode innerhalb der Schüttung keine zusätzlichen Effekte durch die höheren Druckverluste feststellen.

Ausgehend von den Gesetzmäßigkeiten des Impuls-, Stoff- und Wärmetransports in Schüttungen und porösen Medien erfolgte im theoretischen Teil der Arbeit die mathematische Modellierung von zwei verschieden beaufschlagten Festbettsystemen. Für einen großtechnisch betriebenen Sinterschachtofen wurde mittels des modifizierten Programmsystems GIF die dreidimensionale Strömungsverteilung für die Überlagerung eines axialen Grundstroms mit mehreren in verschiedenen Höhen eingespeisten peripheren Teilgasströmen berechnet. Außerdem gelang es, die Versuchsanlage mit koaxialer Anströmung mathematisch zu simulieren (NAKOGAS). Ein Vergleich der berechneten Verläufe mit Meßergebnissen lieferte eine hohe Übereinstimmung.

Aus den Ergebnissen der experimentellen und theoretischen Untersuchungen lassen sich die Schüttungen mit axial/peripherer und mit koaxialer Fluidzuführung beide in einen komplex durchströmten und einen gleichmäßig beaufschlagten Abschnitt unterteilen. Während der untere Festbettbereich durch einen schnell ablaufenden Impulsausgleich bestimmt wird, tragen im oberen Teil hauptsächlich nur noch die konduktiven Transportmechanismen wie Diffusion und Wärmeleitung zur Vermischung bei.

## 9. Literaturverzeichnis

- [1] De Acetis, S. u. Thodos, G.:  
Flow and Heat Transfer Through Fixed and Fluidized Beds.  
Chem. Engng. Progr. 58 (1962) No. 7, p. 58/62.
- [2] Achenbach, E.:  
Druckverlust von durchströmten Kugelschüttungen bei hohen Reynolds-Zahlen.  
Chem.-Ing.-Techn. 54 (1982) Nr.1, S. 66-67.
- [3] Achenbach, E.:  
Experimente zum Wärmeübergang und Druckverlust eines HTR-Kugelhaufens bei Normalbetrieb und unter Störfallbedingungen.  
Jahrestagung Kerntechnik, Düsseldorf, (1981)
- [4] Adolphi, G.:  
Lehrbuch der Chemischen Verfahrenstechnik.  
Leipzig (1967), S. 60.
- [5] D'Ans-Lax:  
Taschenbuch für Chemiker und Physiker.  
Band I: Makroskopische physikalisch-chemische Eigenschaften.  
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, (1967).
- [6] Badur, A.; Finken, R.; Höfer, I.; Klumpp, W.; Meister, G. u. Rehm, W.:  
NAKOGAS-1 ein Rechenprogramm zur Berechnung instationärer Temperatur- und Strömungsfelder in Kugelhaufen-Reaktoren bei Ausfall der Zwangskühlung.  
Institut für Kernenergetik der Universität Stuttgart.
- [7] Baker, J.I.:  
Heat Transfer in Packed Beds.  
Ind. Eng. Chem. 57 (1965) No. 4, p. 43/51.
- [8] Balakrishnan A.R. u. Pei, D.C.T.:  
Heat Transfer in Gas-Solid Packed Bed Systems.  
1st A Critical Review.  
Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev. 18 (1979) No. 1, p. 30/40.

- [9] Balakrishnan, A.R. u. Pei, D.C.T.:  
Heat Transfer in Gas-Solid Packed Bed Systems.  
2nd The Conduction Mode.  
Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., 18 (1979) No. 1,  
p. 40/46.
  
- [10] Balakrishnan, A.R. u. Pei, D.C.T.:  
Heat Transfer in Gas-Solid Packed Bed Systems.  
3rd Overall Heat Transfer Rates in Adiabatic Beds.  
Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., 18 (1979) No. 1,  
p. 47/50.
  
- [11] Barthels, H.:  
Druckverlust in Kugelschüttungen.  
Brennst.-Wärme-Kraft 24 (1972) Nr. 6, S. 233/236.
  
- [12] Bauer, R.:  
Effektive radiale Wärmeleitfähigkeit gasdurchström-  
ter Schüttungen mit Partikeln unterschiedlicher Form  
und Größenverteilung.  
Dissertation, Universität (TH) Karlsruhe, (1976).
  
- [13] Bauer, R. u. Schlünder, E.U.:  
Die effektive radiale Wärmeleitfähigkeit gasdurch-  
strömter Schüttungen.  
vt-Verfahrenstechnik 11 (1977) Nr. 10, S. 605/613.
  
- [14] Baumeister, E.B. u. Bonnet, C.O.:  
Fluid-particles Heat Transfer in Packed Beds.  
A.I.Ch.E. Journal 4 (1958) 1, p. 69/74.
  
- [15] Beasley, D.E. u. Clark, J.A.:  
Transient Response of a Packed Bed for Thermal  
Energy Storage.  
Int. J. Heat Mass Transfer. 27 (1984) No. 9,  
p. 1659/1669
  
- [16] Benenati, R.F. u. Brosilow, C. B.:  
Void Fraction Distribution in Beds of Spheres.  
A.I.Ch.E. Journal 8 (1962) No. 3, p. 359/361.
  
- [17] Bernard, R.A. u. Wilhelm, R.H.:  
Turbulent Diffusion in Fixed Beds of Packed Solids.  
Chemical Engineering Progress 46 (1950) No. 5,  
p. 233/244.

- [18] Berniger, R. u. Vortmeyer, D.:  
Die Umströmung von Hindernissen in Schüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 59 (1987) Nr. 3, S. 224/227.
- [19] Beveridge, G.S.G. u. Haughey, D.P.:  
Axial Heat Transfer in Packed Beds.  
Stagnant Beds between 20 and 750 °C.  
Int. J. Heat Mass Transfer 14 (1971), p. 1093/1113.
- [20] Bhattacharyya, D. u. Pei, D.C.T.:  
Radial and axial Velocity Distributions within  
Packed Beds.  
A.I.Ch.E. Symposium Series 141 No. 70, p. 73/81.
- [21] Böhning, K.-H. u. Luft, G.:  
Festbettreaktor mit strömungstechnisch günstigen  
Katalysator-Körpern.  
Chem.-Ing.-Techn. 57 (1987) Nr. 8, S. 682/684.
- [22] Botterill, J.S.M. u. Denloye, A.O.O.:  
Gas Convective Heat Transfer to Packed and  
Fluidized Beds.  
A.I.Ch.E Journal 74 (1978) No. 176, p.194/202.
- [23] Brauer, H.:  
Druckverlust in Füllkörpersäulen bei  
Einphasenströmung.  
Chem.-Ing.-Techn. 29 (1957) Nr. 12, S. 785/790.
- [24] Brauer, H.:  
Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen.  
Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt am Main,  
(1971).
- [25] Brauer, H.:  
Stoffaustausch einschließlich chemischer Reaktionen.  
Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt am Main.
- [26] Bredehöft, R.:  
Druckverlust in kombinierten Füllkörpersäulen mit  
berieseltem und unberieseltem Teil unter besonderer  
Berücksichtigung des Hochofenverfahrens.  
Dissertation, TH Clausthal, (1971).
- [27] Bredehöft, R. u. Jeschar, R.:  
Druckverlust und optimale Koksstückgröße beim Hoch-  
ofenverfahren.  
Stahl u. Eisen 93 (1973) Nr. 2, S. 55/60.

- [28] Briem, K.:  
Zur Berechnung von Flammen in durchströmten Hauf-  
werken.  
Dissertation, TU Braunschweig, (1971).
- [29] Büdicker, K.:  
Modellierung der katalytischen Oxidation von mit  
Luft verdünnten Kohlenwasserstoffen in einem halb-  
technischen adiabaten Festbettreaktor.  
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, (1984).
- [30] Burges, J.M.:  
Fuel Combustion in the Blast Furnace Raceway Zone.  
Prog. Energy Combust. Sci. 11 (1985) No. 11,  
p. 61/82.
- [31] Carpenter, R.J. u. Turner, N.J.:  
The Measurement and Prediction of the Flow Distri-  
bution within Axially-Symmetric Fixed Granular Beds.  
Rep. British Gas Corp., Res. Dev. Division,  
Sohihull, England, (1978).
- [32] Chandrasekhara, B.C. u. Vortmeyer, D.:  
Flow Model for Velocity Distribution in Fixed Porous  
Beds Under Isothermal Conditions.  
Wärme- und Stoffübertragung 12 (1979), p. 105/111.
- [33] Cloran, L. u. Ulrich, K.-H.:  
Armco-Direktreduktionsverfahren.  
Stahl u. Eisen 98 (1978) Nr. 23, S. 1242/1243.
- [34] Coberly, C.A. u. Marshall, J.R.:  
Temperature Gradients in Gas Streams Flowing through  
Fixed Granular Beds.  
Chem. Eng. Progress 47 (1951) No. 3, p. 141/150.
- [35] Collatz, L.:  
Differentialgleichungen.  
Teubner Taschenbücher, Stuttgart, (1973).
- [36] Debbas, S.:  
Über die Zufallsstruktur von Packungen aus kugelligen  
und unregelmäßig geformten Körnern.  
Dissertation, TH Karlsruhe, (1965).

- [37] Von Der Decken; C.B., Hantke, H.J.; Birckenbach J. u. Bachus, K.P.:  
Bestimmung des Wärmeübergangs von Kugelschüttungen an durchströmendes Gas mit Hilfe der Stoffübergangs-Analogie.  
Chem.-Ing.-Techn. 32 (1960) Nr. 9, S. 591/594.
- [38] Dixon, A.; Gresswell, D.L.:  
Theoretical Prediction of Effective Heat Transfer Parameters in Packed Beds.  
D.I.Ch.E. Journal 25 (1979) No. 4, p. 663.
- [39] Ehlert, K.- P.:  
Untersuchungen des Druckverlusts an bewegten Schüttungen unter Berücksichtigung des Hochofenverfahrens  
Dissertation, TA Clausthal, (1978).
- [40] Eppler, D. u. Baiker, A.:  
Modellierung eines Festbettreaktors mit ausgeprägten radialen Temperaturprofilen mit einem eindimensionalen, pseudohomogenen Modell.  
Chem.-Ing.-Techn. 56 (1984) Nr. 10, S. 796/797.
- [41] Erben, G.:  
Messung des Wärmeübergangs und des Druckverlusts von gasdurchströmten Kugelpackungen und dessen Abhängigkeit von Packungsdichte und Temperatur.  
Dissertation, TH Karlsruhe, (1967).
- [42] Ergun, S.:  
Fluid Flow through Packed Columns.  
Chem. Eng. Progr. 48 (1952) No. 2, p. 89/94.
- [43] Fahien, R.W. u. Smith, J.M.:  
Mass Transfer in Packed Beds.  
A.I.Ch.E. Journal 1 (1955) No. 1, p. 28/37.
- [44] Feind, K.:  
Radiale Diffusion in turbulent durchströmten Schüttungen ohne und mit Schikanenblech-Einbauten.  
Chem.-Ing.-Techn. 38 (1966) Heft 10, S. 1085/1090.
- [45] Fischer, R.:  
Pulsierende Strömung durch Schüttungen.  
VDI-Forschungsheft 524, (1967).

- [46] Gauvin, W.H. u. Katta, S.:  
Momentum Transfer Through Packed Beds of Various  
Particles in the Turbulent Flow Regime.  
A.I.Ch.E. Journal 19 (1973) No. 4, p. 775/783.
- [47] Gelbin, D.; Radeke, K.-H.; Rosahl, B. u. Stein, W.:  
Stoff- und Wärmeübergang in Schütttschichten.  
II. Wärmetransport und axiale Wärmeleitung.  
Int. J. Heat Mass Transfer 19 (1976), S. 987/994.
- [48] Glaser, H.:  
Mischung kalter und warmer Gasströme in Schüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 37 (1965) Nr. 11, S. 1095/1101.
- [49] Glaser, H.:  
Wärmeübergang an Kugelschüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 34 (1962) Nr. 7, S. 468/472.
- [50] Gnielinski, V.:  
Gleichungen zur Berechnung des Wärme- und Stoffaus-  
tausches in durchströmten ruhenden Kugelschüttungen  
bei mittleren und großen Pecletzahlen.  
vt-Verfahrenstechnik 12 (1978) Nr. 6, S. 363/366.
- [51] Gnielinski, V.:  
Wärme- und Stoffübertragung in Festbetten.  
Chem.-Ing.-Techn. 52 (1980) Nr. 2, S. 228/236.
- [52] Goodling, J.S.; Vachon, R.I.; Stelpflug, W.S. u.  
Ying, S.J.:  
Radial Porosity Distribution in Cylindrical Beds  
Packed with Spheres.  
Powder Technology 33 (1983), S. 23/99.
- [53] Gotoh, K., Jodrey, W.S. u. Tory, E.M.:  
A Random Packing Structure of Equal Spheres.  
Statistical Geometrical Analysis of Tetrahedral Con-  
figurations.  
Powder Technology 20 (1978), p. 233/242.
- [54] Gotoh, K., Jodrey, W.S. u. Tory, E.M.:  
Variation in the Local Packing Density Near the Wall  
of a Randomly Packed Bed of Equal Spheres.  
Powder Technology 20 (1978), p. 257/260.
- [55] Günther, R.:  
Verbrennung und Feuerung.  
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, (1974).

- [56] Gunn, D.J. u. Souza, J.F.C.:  
Heat Transfer and Axial Dispersion in Packed Beds.  
Chem. Engng. Sci. 29 (1974), p. 1363/1371.
- [57] Gunn, D.J. u. Vortmeyer, D.:  
Heat Transfer in Fixed Bed Chemical Reactors.  
7th International Heat Transfer Conference, München,  
(1982) Vol. 6, p. 27/35.
- [58] Gupta, R.B.; Chaube, R.B. u. Upadyay, S.N.:  
Fluid - Particle Heat Transfer in Fixed and  
Fluidized Beds.  
Chem. Eng. Sci. (1974), p. 839/843.
- [59] Gupte, A.R.:  
Experimentelle Untersuchung der Einflüsse von Poro-  
sität und Korngrößenverteilung im Widerstandsgesetz  
der Porenströmung.  
Dissertation, TH Karlsruhe, (1970).
- [60] Gupte, A.R.:  
Die Struktur von Packungen aus Kugeln: Zufallskri-  
terien und Testmethoden im Hinblick auf die Poren-  
strömung.  
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971) Nr. 13, S. 754/761.
- [61] Han, N-W.; Bhakta, J. u. Carbonell, R.G.:  
Longitudinal and Lateral Dispersion in Packed Beds:  
Effect of Column Length and Particle Size Distribu-  
tion.  
A.I.Ch.E. Journal 31 (1985) No. 2, p. 277/288.
- [62] Hempel, D.C.:  
Gleichzeitiger Wärme- und Stofftransport in kataly-  
tischen Festbettreaktoren.  
Wärme- und Stoffübertragung 8 (1975), S. 137/147.
- [63] Henneke, F.-W.:  
Über den Wandwiderstand beim Wärmetransport in  
Schüttungsrohren.  
Dissertation, TH Karlsruhe, (1972).
- [64] Henneke, F.-W. u. Schlünder E.U.:  
Wärmeübergang in beheizten oder gekühlten Rohren mit  
Schüttungen aus Kugeln, Zylindern und Raschig-  
Ringen.  
Chem.-Ing.-Techn. 45 (1973) Nr. 5, S. 277/283.

- [65] Hofmann, H.:  
Fortschritte bei der Modellierung von Festbett-  
reaktoren.  
Chem.-Ing.-Techn. 51 (1979) Nr. 4, S. 257/265.
- [66] Jeschar, R.:  
Druckverlust in Mehrkornschüttungen aus Kugeln.  
Archiv für das Eisenhüttenwesen 35 (1964) Heft 2,  
S. 91/108.
- [67] Jeschar, R.:  
Wärmeübergang in Mehrkornschüttungen aus Kugeln.  
Archiv für das Eisenhüttenwesen 35 (1964) Heft 6,  
S. 517/526.
- [68] Jeschar, R.; Bredehöft, R.; Mavroudis, M.; Neumann,  
H. u. Potke, W.:  
Wärme- und strömungstechnische Probleme des Hoch-  
ofenverfahrens.  
Stahl und Eisen 91 (1971) Heft 12, S. 676/678.
- [69] Jeschar, R.; Pötke, W. u. Carlowitz, O.:  
Durchgasungsprobleme bei der Direktreduktion in  
Schachtöfen.  
Stahl und Eisen 99 (1979) Nr. 17, S. 904-908.
- [70] Jeschar, R.:  
Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang in Schüt-  
tungen aus Kugeln.  
Archiv für das Eisenhüttenwesen 35 (1964) Heft 10,  
S. 955/961.
- [71] Jeschar, R.:  
Verfahrenstechnische Probleme der Kalkschachtöfen.  
Zement-Kalk-Gips 24 (1971) Heft 1, S. 1/10.
- [72] Johnston, W. u. Dybbs, A.:  
Measurements of Fluid Velocity inside Porous Media  
with a Laser Anemometer.  
The Physics of Fluid 18 (1975) No. 7, p. 913/914.
- [73] Jones, D.P. u. Krier, H.:  
Gas Flow Resistance Measurements Through Packed Beds  
at High Reynolds Numbers.  
Transactions of the ASME (1983) Vol.105, p. 168/173.

- [74] Kast, W.; Krischer, O.; Reinicke, H. u. Wintermantel, K.:  
Konvektive Wärme- und Stoffübertragung.  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, (1974).
- [75] Klingelhöfer, H. u. Rottmann, G.:  
Stand und Entwicklung des Midrex-Direktreduktions-  
verfahrens.  
Stahl u. Eisen 98 (1978) Nr. 23, S. 1213/1218.
- [76] Kremer, H. u. Lützke, K.:  
Modelluntersuchungen über die Strömungs- und Stoff-  
ausbreitung in Schüttungen im Hinblick auf den  
Brenngaseinsatz in Schachtöfen.  
NRW Forschungsbericht Nr. 2773: Fachgruppe Bergbau,  
energie, Essen, (1978).
- [77] Kremer, H.:  
Grundlagen der technischen Verbrennung.  
Vorlesungsskript.  
Lehrstuhl für Energieanlagentechnik, Ruhr-Universi-  
tät Bochum, (1980).
- [78] Kremer, H. u. Rodenhäuser, F.:  
Impuls- und Stoffaustausch in gasdurchströmten  
Schüttungen von Hochtemperatur-Reaktoren und  
Schachtöfen.  
Chem.-Ing.-Techn. 54 (1982) Nr. 3, S. 203/212.
- [79] Kretschmer, H.-J.; Heidenreich, H.; Heeg, W. u.  
Klafki, M.:  
Mathematisch-numerische Behandlung reservoirmecha-  
nischer Stofftransportvorgänge.  
Erdöl und Kohle, Erdgas, Petrochemie 38 (1985)  
Nr. 9, S. 408/414.
- [80] Krischer, O.:  
Vorgänge der Stoffbewegung durch Haufwerke und  
porige Güter bei Diffusion, Molekularbewegung sowie  
laminarer und turbulenzartiger Strömung.  
Chem.-Ing.-Techn. 34 (1962) Nr. 3, S. 154/162.
- [81] Krupiczka, P.:  
Analysis of Thermal Conductivities in Granular  
Materials.  
Int. Chem. Engng. 7 (1967) No.1, p. 122/144.

- [82] Kulkarni, B.D. u. Doraiswamy, L.K.:  
Estimation of Effective Transport Properties in  
Packed Beds.  
Catal. Rev. - Sci. Eng. 22 (1980), p. 431/483.
- [83] Kunii, D.M. u. Smith, J.M.:  
Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks.  
A.I.Ch.E. Journal 6 (1960) No. 1, p. 71/78.
- [84] Kunii, D.M. u. Smith, J.M.:  
Thermal Conductivities of Unconsolidated Particles  
with Flowing Fluids.  
A.I.Ch.E. Journal 7 (1961) No. 1, p. 9/34.
- [85] Ledebriick, F.- W.:  
Überlagerung von freier und erzwungener Konvektion  
in Kugelschüttungen bei kleinen Flüssigkeitsdurch-  
sätzen.  
Dissertation, TU Berlin, (1977).
- [86] Lerou, J.J. u. Froment, G.F.:  
Velocity, Temperature and Conversion Profiles in  
Fixed Bed Catalytic Reactors.  
Chem. Eng. Sci. 22 (1977) No. 32, p. 853/861.
- [87] De Ligny, C.L.:  
Coupling between Diffusion and Convection in Radial  
Dispersion of Matter by Fluid Flow Through Packed  
Beds.  
Chem. Eng. Sci. 15 (1970) No. 25, p. 1177-1181.
- [88] Lütcke, K.:  
Über die laminare und turbulente Strömungs-  
ausbreitung in homogenen Schüttungen.  
Dissertation TH Aachen, (1969).
- [89] Luther, O.; Abel, O.; Rittner, K.; Gieseler, M. u.  
Schulz, H.-J.:  
Über den Einfluß von Formkörpern unterschiedlicher  
Stückgröße und Gestalt auf den Strömungswiderstand  
von Schüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971) Nr. 11, S. 658/666.
- [90] Marivoet, J.; Teodoroiu, P. u. Wajc, P.J.:  
Porosity, Velocity and Temperature Profiles in  
Cylindrical Packed Beds.  
Chem. Eng. Sci. 19 (1974) No. 29, p. 1836/1840.

- [91] Marsal, D.:  
Die numerische Lösung partieller Differentialgleichungen in Wissenschaft und Technik.  
Bibliografisches Institut Mannheim/Zürich, (1976).
- [92] Martin, H.:  
Wärme- und Stoffübertragung in der Wirbelschicht.  
Chem.-Ing.-Techn. 52 (1980) Nr. 3, S. 199/209.
- [93] Martin, H.:  
Neue Erkenntnisse über den Wärme- und Stoffübergang in durchströmten Haufwerken bei niedrigen Peclet-Zahlen.  
Chem.-Ing.-Techn. 50 (1978) Nr. 2, S. 116/118.
- [94] Martin, H.:  
Low Peclet Number Particle-to-fluid Heat and Mass Transfer in Packed Beds.  
Chem. Eng. Sci. 23 (1978) Nr. 33, S. 913/919.
- [95] Mensman, A. u. Deixler, D.:  
Packungskolonnen.  
Chem.-Ing.-Techn. 58 (1986) Nr. 1, S.19/31.
- [96] Molerus, O.; Pahl, M.H. u. Rumpf, H.:  
Die Porositätsfunktion in empirischen Gleichungen für den Durchströmungswiderstand im Bereich  $Re < 1$ .  
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971) Nr. 6, S. 376/378.
- [97] Müller, G. u. Hortig, H.-P.:  
Zur Erfassung von scheinbaren Wärmeleitzahlen quer zur Strömungsrichtung in gasdurchströmten Schüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 44 (1972) Nr. 23, S. 1309/1312.
- [98] Newell, R. u. Standish, N.:  
Velocity Distribution in Rectangular Packed Beds and Non-Ferrous Blast Furnaces.  
Metallurgical Transactions (1973) No. 4,  
p. 1851/1856.
- [99] Olbricht, W.E. u. Potter, O.E.:  
Dispersion in Packed Beds.  
Chem. Engng. Sci. 27 (1972), S. 1723.

- [100] Olschewski, K.-H. u. Grimm, W.:  
Verbrennungsreaktionen und Durchdringungsverhalten  
bei Anwendung gasförmiger Brennstoffe in Kalkstein-  
schüttungen.  
Gas Wärme Int. 27 (1978), S. 20/29.
- [101] Pillai, K.K.:  
Voidage Variation at the Wall of a Packed Bed of  
Spheres.  
Chem. Eng. Sci. 22 (1977) No. 32, p. 59/61.
- [102] Polthier, K.:  
Druckverlust und Wärmeübergang in gleichmäßig durch-  
strömten Schüttsäulen aus unregelmäßigen Teilchen.  
Archiv für das Eisenhüttenwesen 37 (1966) Heft 5,  
S. 365/374.
- [103] Polthier, K.:  
Strömung und Wärmeübergang in Schüttungen mit  
rotationssymmetrischen Oberflächenprofilen und  
Kornverteilungen.  
Archiv für das Eisenhüttenwesen 37 (1966) Heft 6,  
S. 354/462.
- [104] Ponzi, P.R. u. Kaye, L.A.:  
Effect of Flow Maldistribution on Conversion and  
Selectivity in Radial Flow Fixed-Bed Reactors.  
A.I.Ch.E. Journal 25 (1979) No. 1, p. 100/108.
- [105] Pruscsek, R.:  
Transportvorgänge in der turbulenten Strömung durch  
Füllkörperrohre.  
Dissertation, TH Stuttgart, (1962).
- [106] Radestock, J.:  
Theoretische Untersuchung der stationären inkompres-  
siblen und kompressiblen Strömung in ruhenden, ge-  
schichteten und isotropen Schüttungen.  
Dissertation, TU Clausthal, (1969).
- [107] Radestock, J. u. Jeschar, R.:  
Theoretische Untersuchung der gegenseitigen Beein-  
flussung von Temperatur- und Strömungsfeldern in  
Schüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971) Nr. 24, S. 1304/1310.

- [108] Radestock, J. u. Jeschar, R.:  
Theoretische Untersuchung der inkompressiblen und  
kompressiblen Strömung durch Reaktorschüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971) Nr. 6, S.355/360.
- [109] Ranz, .E.:  
Friction and Transfer Coefficients for Single  
Particles and Packed Beds.  
Chem. Engng. Progr. 48 (1952) No. 5, p. 247/253.
- [110] Rao, S.M. u. Toor, H.L.:  
Heat Transfer between Particles in Packed Beds.  
Ind. Eng. Chem. Fundam. 23 (1984) No. 3, p. 294/298.
- [111] Reichelt, W.:  
Zur Berechnung des Druckverlustes einphasig durch-  
strömter Kugel- und Zylinderschüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 44 (1972) Nr. 18, S. 1068/1071.
- [112] Riquarts, A.P.:  
Zum Wärmeübergang Partikel/Fluid in gasdurchströmter  
Schüttung.  
Chem.-Ing.-Techn. 52 (1980) 3, S.270/271.
- [113] Rodenhäuser, F.:  
Untersuchungen zum isothermen dreidimensionalen Ver-  
mischungsfeld in komplex gasdurchströmten Schüttun-  
gen.  
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, (1982).
- [114] Rodenhäuser, F. u. Kremer, H.:  
Isotherme Transportvorgänge in komplex gasdurch-  
strömten Schüttungen.  
Steel Research 57 (1986) Nr. 12, S. 613/619.
- [115] Rumpf, H. u. Gupta, A.R.:  
Einflüsse der Porosität und Korngrößenverteilung im  
Widerstandsgesetz der Porenströmung.  
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971) Nr. 6, S. 367/375.
- [116] Schäfer, W.; Langhoff, J.; Lohmann, C. u.  
Peyrer, H.P.:  
Einsatzkohle für die Festbettvergasung.  
Brennst.-Wärme-Kraft 36 (1984) Nr. 5, S. 206/210.
- [117] Schertz, W. u. Bischoff, K.B.:  
Thermal and Material Transport in Non-isothermal  
Packed Beds.  
A.I.Ch.E. Journal 15 (1969) Nr. 4, S. 597/604.

- [118] Schlünder, E.U.:  
Einführung in die Wärme- und Stoffübertragung.  
Wiewog- Verlag, Braunschweig (1976).
- [119] Schlünder, E.U.:  
Wärmeübertragung von durchströmten Kugelschüttungen  
an darin eingebettete Einzelrohre und Rohrregister.  
Symposium "Behaviour of Gas-solid Systems", Brighton  
(1968)
- [120] Schlünder, E.U.:  
Wärme- und Stoffübertragung in mit Schüttungen ge-  
füllten Rohren.  
Chem.-Ing.-Techn. 38 (1966) Nr. 11, S. 1161-1168.
- [121] Schlünder, E.U.:  
Über den Mechanismus der Stoffübertragung in Kon-  
taktapparaten.  
vt-Verfahrenstechnik 10 (1976) Nr. 10, S. 645/650.
- [122] Schlünder, E.U.:  
Wärme- und Stoffübertragung zwischen durchströmten  
Schüttungen und darin eingebetteten Einzelkörpern.  
Chem.-Ing.-Techn. 38 (1966) Heft 9, S. 967/979.
- [123] Schwartz, C.E. u. Smith, J.M.:  
Flow Distribution in Packed Beds.  
Ind. Eng. Chem. 45 (1953) No. 6, p. 1208/1218.
- [124] Schuster, J. u. Vortmeyer, D.:  
Ein einfaches Verfahren zur näherungsweisen Bestim-  
mung der Porosität in Schüttungen als Funktion des  
Wandabstandes.  
Chem.-Ing.-Techn. MS 845/80, S.1-13; 52 (1980)  
Heft 10, S. 848/849.
- [125] Seidel, H.-P.:  
Untersuchungen zum Wärmetransport in Füllkörpersäu-  
len.  
Chem.-Ing.-Techn. 37 (1965) Nr. 11, S. 1125/1132.
- [126] Sinclair, R.J. u. Potter, U.E.:  
The Dispersion of Gas in Flow Through a Bed of  
Packed Solids.  
Trans. Instn. Chem. Engrs. 43 (1965), T3-T9.

- [127] Sonntag, G.:  
Einfluß des Lückenvolumens auf den Druckverlust in  
gasdurchströmten Füllkörpersäulen.  
Chem.-Ing.-Techn. 32 (1960) Nr. 5, S. 317/329.
- [128] Specchia, V. U. Sicardi, S.:  
Modified Correlation for the Conduction Contribution of Thermal Conductivity in Packed Bed Reactors.  
Chem. Eng. Commun. 6 (1980), p. 131/139.
- [129] Stanek, V. u. Szekely, J.:  
Flow Maldistribution in Two Dimensional Packed Beds.  
Part II: The Behaviour of Non-Isothermal Systems.  
Canadian J. Chem. Eng. 51 (1973), p. 22/30.
- [130] Stanek, V. u. Szekely, J.:  
Three-Dimensional Flow of Fluids Through nonuniform  
Packed Beds.  
A.I.Ch.E. Journal 20 (1974) No. 5, p. 974/980.
- [131] Starnik, J.; Mendes, M. u. Kerber, R.:  
Meßmethode für radiale Dispersionskoeffizienten in  
Festbetten mit ringförmiger Quelle.  
Chem.-Ing.-Techn. 44 (1972) Nr. 23, S. 1293/1300.
- [132] Sturm, W.:  
Verfahren zur katalytischen Beseitigung von Stick-  
oxiden aus Abgasen.  
Chemie Technik 13 (1984) Nr. 1, S. 51/53.
- [133] Tanoka, Y. u. Inoue, I.:  
Radial Mixing in a Packed Column.  
Int. Chem. Eng. 16 (1976) No. 3, p. 479/484.
- [134] Teller, M. u. Woelk, G.:  
Druckverlust von axial gerichteten, eindimensionalen  
Strömungen in bewegten Schüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 51 (1979) Nr. 1, S. 47.
- [135] Traustel, S.:  
Vermischung von zwei Fluiden durch Diffusion in  
einer Potentialströmung.  
Wärme- und Stoffübertragung 8 (1975), S. 33/37.
- [136] VDI-Wärmeatlas:  
Berechnungsblätter für den Wärmeübergang.  
VDI- Verlag GmbH, Düsseldorf (1974).

- [137] Vortmeyer, D.:  
Die Randbedingung des adiabaten Festbettreaktors bei Berücksichtigung der Wärmestrahlung.  
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971) Nr. 20, S. 1108/1109.
- [138] Vortmeyer, D.:  
Wärmeleitung in Schüttungen.  
vt-Verfahrenstechnik 5 (1971) Nr. 10, S. 409/414.
- [139] Vortmeyer, D.:  
Wärmestrahlung in dispersen Feststoffsystemen.  
Chem.-Ing.-Techn. 51 (1979) Nr. 9, S. 839/851.
- [140] Vortmeyer, D. u. Adam, W.:  
Steady-state Measurements and Analytical Correlations as Axial Effective Thermal Conductivities in Packed Beds at Low Gas Flow Rates.  
Int. J. Heat Mass Transfer 27 (1984) No. 9, p. 1465/1472.
- [141] Vortmeyer, D. u. Berniger, R.:  
Die Gleichwertigkeit verschiedener Dispersionsmodelle zur Berechnung von Temperaturprofilen in gasdurchströmten Schüttungen.  
Chem.-Ing.-Techn. 54 (1982) Nr. 2, S. 164/165.
- [142] Vortmeyer, D. u. Le Mong, S.:  
Ein Verfahren zur Messung von Wärmeübergangszahlen in durchströmten Schüttungen bei Reynoldszahlen  $Re < 200$ .  
vt-Verfahrenstechnik 10 (1976) Nr. 10, S. 650/655.
- [143] Vortmeyer, D. u. Schuster, J.:  
Evaluation of Steady Flow Profiles in Rectangular and Circular Packed Beds by a Variational Method.  
Chem. Eng. Sci. 38 (1983) No. 10, p. 1691/1699.
- [144] Vortruba, I.; Hlavaček, V.; Marek, M.:  
Packed Bed Axial Thermal Conductivity.  
Chem. Engng. Sci. 27 (1972), p.1845ff.
- [145] Vrentas, J.S. u. Huang, W.J.:  
Radial Transport in Tubular Polymerization Reactors.  
Chem. Eng. Sci. 41 (1986) No. 8, p. 2041/2051.

- [146] Wakao, N. u. Funazkri, T.:  
Effect of Fluid Dispersion Coefficients on Particle-  
To-Fluid Mass Transfer Coefficients in Packed beds.  
Correlation of Sherwood Numbers.  
Chem. Eng. Sci. 33 (1978), p. 1375/1384).
- [147] Wakao, N.; Kunii, S. u. Funazkri, T.:  
Effect of Fluid Dispersion Coefficients on Particle-  
To-Fluid Mass Transfer Coefficients in Packed beds.  
Correlation of Nusselt Numbers.  
Chem Eng. Sci. 34 (1979), p. 325/326.
- [148] Wakao, N. u. Vortmeyer, D.:  
Pressure Dependency of Effective Thermal Conductivity  
of Packed Beds.  
Chem. Eng. Sci. 26 (1971), p. 1753/1765.
- [149] Wakao, N. u. Kato, K.:  
Effective Thermal Conductivity of Packed Beds.  
J. Chem. Engng. Japan 2 (1969) p. 24/33.
- [150] Wentz, C.A. u. Thodos, G.:  
Pressure Drops in the Flow of Gases Through Packed  
and Distended Beds of Spherical Particles.  
A.I.Ch.E. Journal 9 (1963) Nr. 1, S. 81/84.
- [151] Wilms, H.:  
Homogenisieren von Schüttgütern in Mischsilos.  
Chem.-Ing.-Techn. 58 (1986) Nr. 11, S. 867/875.
- [152] Wirtz, S.:  
Mathematische Modellierung der Kohlenstaub-  
verbrennung.  
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, (1989).
- [153] Yagi, S., Kunii, D.:  
Studies on Effective Thermal Conductivities in  
Packed Beds.  
A.I.Ch.E. Journal 3 (1957) No.3, p. 373/381.
- [154] Yagi, S., Kunii, D. u. Wakao, N.:  
Studies on Axial Effective Thermal Conductivities in  
Packed Beds.  
A.I.Ch.E. Journal 6 (1960) No. 4, p. 543/546.

- [155] Zehner, P.:  
Experimentelle und theoretische Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit durchströmter Kugelschüttungen bei mäßigen und hohen Temperaturen. Dissertation, TH Karlsruhe, (1972).
- [156] Zehner, P.:  
Experimentelle und theoretische Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit durchströmter Kugelschüttungen bei mäßigen und hohen Temperaturen. VDI- Forschungsheft 558, VDI- Verlag, Düsseldorf (1973).
- [157] Zehner, P. u. Schlünder, E.U.:  
Einfluß der Wärmestrahlung und des Drucks auf den Wärmetransport in nicht gasdurchströmten Schüttungen. Chem.-Ing.-Techn. 44 (1972) Nr. 23, S. 1303/1308.
- [158] Zehner, P. u. Schlünder, E.U.:  
Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen. Chem.-Ing.-Techn. 42 (1970) Nr. 14, S. 933/941.
- [159] Zumbrunnen, D.A.; Viskanta, R. u. Incropera, F.P.:  
Heat Transfer Through Granular Beds at High Temperature. Wärme- und Stoffübertragung 18 (1984), S. 221/226.

## Lebenslauf

Jochen Pütter

|                 |                                                                                                                                       |
|-----------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 24. März 1957   | geboren in Werdohl (Westf.)                                                                                                           |
| 1963 - 1967     | Volksschule in Westhofen                                                                                                              |
| 1967            | Volksschule in Werdohl                                                                                                                |
| 1967 - 1973     | Städt. Realschule in Werdohl;<br>Zeugnis der Mittleren Reife am<br>29. Mai 1973                                                       |
| 1973 - 1976     | Städt. Gymnasium in Plettenberg;<br>Zeugnis der allg. Hochschulreife am<br>4. Juni 1976                                               |
| 1976 - 1977     | Bundeswehrdienst in Lüneburg,<br>Unna-Königsborn und Hemer                                                                            |
| 1977 - 1984     | Studium des Maschinenbaus an der<br>Ruhr-Universität Bochum, Fachrichtung<br>Energietechnik                                           |
| 1978 u. 1980    | 3 Monate Industriepraktikum bei<br>Fa. Stahlwerke Brünnighaus, Werdohl                                                                |
| 1981            | 1 Monat Industriepraktikum bei<br>Fa. Eisenwerk Böhmer KG, Witten                                                                     |
| 23. Januar 1984 | Diplom-Zeugnis                                                                                                                        |
| seit            |                                                                                                                                       |
| 1. Februar 1984 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am<br>Lehrstuhl für Energieanlagentechnik<br>der Ruhr-Universität Bochum<br>(Prof. Dr.-Ing. H. Kremer) |









